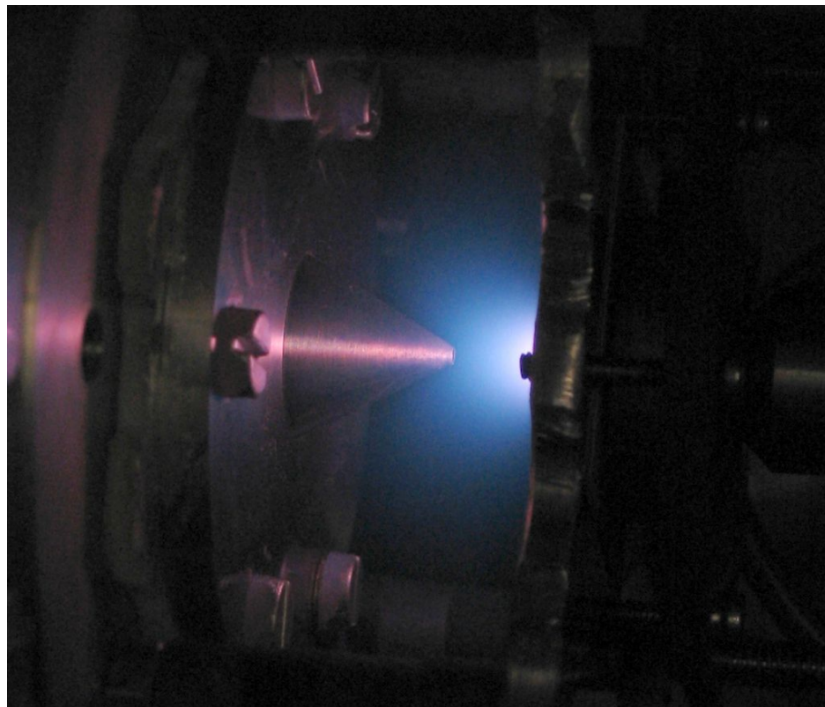


---

# Erzeugung negativer Ionen mit einer Mikrostruktur-Ionenquelle



**Matthias Odenweller**

Diplomarbeit  
am Institut für Kernphysik  
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

23. Februar 2005

---



**Für Kristina**





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Plasmaphysik . . . . .	5
2.1.1	Begriff und Definition eines Plasmas . . . . .	5
2.1.2	Quasineutralität und Abschirmung innerhalb eines Plasmas . . . . .	6
2.1.3	Beweglichkeit der Ladungsträger in einem Plasma . . . .	8
2.1.4	Leitfähigkeit in Plasmen . . . . .	9
2.1.5	Plasmaerzeugung . . . . .	10
2.1.6	Ionisation und Anregung im Plasma . . . . .	11
2.1.6.1	Ionisation durch Elektronenstoß . . . . .	12
2.1.6.2	Ionisation durch Stöße mit Ionen oder angeregten Atomen . . . . .	14
2.1.6.3	Rekombination . . . . .	15
2.1.6.4	Bildung negativer Ionen . . . . .	15
2.1.7	Gleichspannungsentladungen . . . . .	23
2.1.7.1	Selbstständige und unselbstständige Entladung	24
2.1.7.2	Die Glimmentladung . . . . .	27
2.1.7.3	Bogenentladungen . . . . .	28
2.1.7.4	Überblick über die verschiedenen Entladungsformen einer Gleichspannungsentladung . . . .	30
2.2	Thermodynamik des Überschall-Gasjets . . . . .	31
2.2.1	Theoretische Veranschaulichung des Kühlungsprozesses in einer Überschallexpansion . . . . .	32
2.3	Ionensputtern . . . . .	36

<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>39</b>
3.1	Mikrostruktur-Elektroden (MSE) . . . . .	39
3.1.1	Historische Entwicklung der MSE . . . . .	40
3.2	Expansionskammer und Ionenquelle . . . . .	42
3.3	Die Messkammer . . . . .	44
3.4	Massenseparation mit Hilfe eines 90°-Ablenkmagneten . . . . .	45
3.5	Elektrische Verschaltung . . . . .	47
3.6	Datenaufnahme . . . . .	50
3.6.1	Computergestützte Datenaufnahme . . . . .	51
<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Interpretation</b>	<b>55</b>
4.1	Untersuchung der Vorgänge zur Ionenerzeugung . . . . .	56
4.1.1	Brenn- und Zündcharakteristik . . . . .	56
4.1.2	Untersuchung der Ionenerzeugung mit einem optischen Spektrometer . . . . .	58
4.2	Analyse der erzeugten negativen Ionen . . . . .	61
4.2.1	Energieschärfe der Ionen . . . . .	61
4.2.2	MSE als $H^-$ -Quelle . . . . .	64
4.2.3	Erzeugung molekularer negativer Ionen . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>73</b>
<b>A</b>	<b>Einheiten und physikalische Konstanten</b>	<b>77</b>
A.1	Umrechnung von Einheiten . . . . .	77
A.2	Physikalische Konstanten . . . . .	78
<b>B</b>	<b>Sputtering Yield</b>	<b>79</b>
B.1	Darstellung der empirischen Formel . . . . .	79
<b>C</b>	<b>Gesamtionenstrom je Ionensorte</b>	<b>81</b>
	<b>Literatur</b>	<b>85</b>

# 1. Einleitung

In vielen Bereichen der Atom- und Kernphysik sowie in der Technik und Medizin kommen Ionenquellen zum Einsatz. Sie erweisen sich als fundamentales Werkzeug, um Grundlagenforschung mittels Stoßmechanismen zu betreiben und sind daher unverzichtbar bei der Untersuchung der Reaktionen und Vorgänge in atomaren und nuklearen Größenbereichen. Dank ihrer elektrischen Ladung kann man Ionen durch elektrische und magnetische Felder beeinflussen. Daraus erwachsen Möglichkeiten, einen Ionenstrahl mittels dieser Felder zu fokussieren, umzulenken oder zu beschleunigen. Es werden so Geschwindigkeiten und kinetische Energien erreicht, die für neutrale Gasteilchen unmöglich zu erreichen sind. Daher können in einem Stoß sehr große Energiemengen deponiert werden. Da nahezu alle Reaktionen einen von der Energie abhängigen Wirkungsquerschnitt besitzen, ist es des Weiteren möglich, Reaktionen aus einer Schar von möglichen Reaktionen auszuwählen, indem die Stoßenergie derart gewählt wird, dass sie den Wirkungsquerschnitt maximiert.

Durch die vielfältigen Möglichkeiten zur Gestaltung eines Ionenstrahls eröffnen sich auch Anwendungsgebiete in der Technik und Medizin. So können beispielsweise Oberflächen untersucht werden, die Reinheit eines Stoffes ermittelt oder gezielt Fremdatome in ein bestehendes Material eingebracht werden, wie es zum Beispiel bei der Dotierung von Halbleiterelementen angewendet wird. Auch für die Tumorthherapie bieten sich alternativ zur herkömmlichen Strahlentherapie Anwendungsmöglichkeiten für Ionen.

Für die meisten dieser Anwendungen werden allerdings positive Ionen benutzt, da diese sich höher ionisieren lassen als negative Ionen. Es haben sich für die Erzeugung hoch geladener positiver Ionen vor allem drei Systeme zur Ionenerzeugung durchgesetzt: Die Electron-Beam-Ion-Source (EBIS),

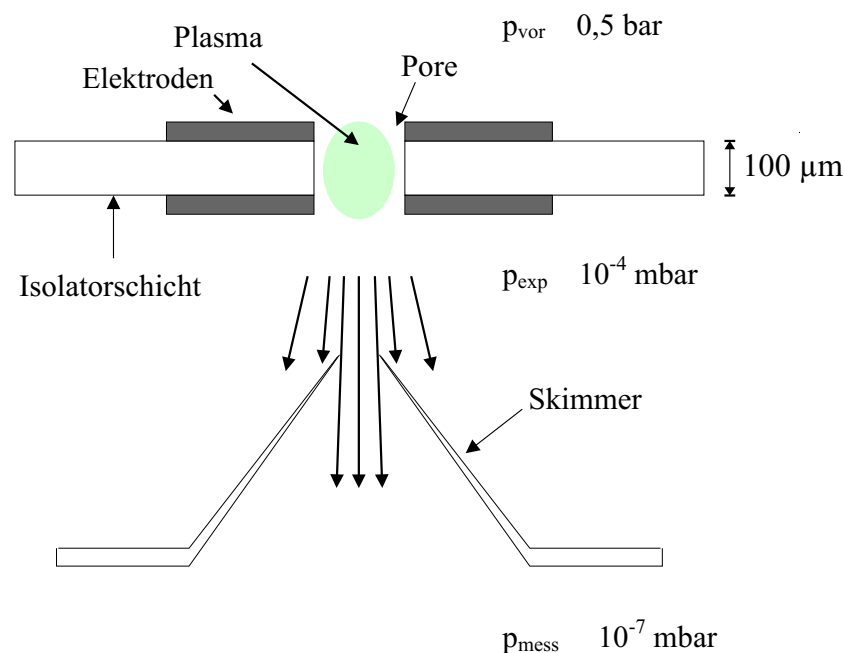
Electron-Cyclotron-Resonance-Ion-Source (ECRIS) und die Laser-Ion-Source (LIS). Weitere Ionenquellen, die sich außer für die Produktion positiver Ionen auch für die Herstellung negativer eignen, basieren auf Entladungen. Zu dieser Gruppe gehört auch die hier vorgestellte Ionenquelle. Trotz der überwiegenden Nachfrage an positiven Ionen, gibt es zunehmenden Bedarf an negativen Ionen. So wird etwa zum Betrieb des Fusionsreaktors ITER ("international thermonuclear experimental reactor"), eine Quelle für negative Ionen benötigt. Diese soll innerhalb des "negative-ion based neutral beam injector" (NNBI) eingesetzt werden. Es werden hierbei vor allem Quellen für  $H^-$  - bzw.  $D^-$ -Ionen benötigt, die sehr große Stromdichten liefern können [Miyamoto00].

Viele Quellen für negative Ionen arbeiten auf Basis von Gasentladungen. In der Regel besteht die Kathode aus einem Wolfram-Filament. An der Kammerwand befinden sich Permanentmagnete, um den Elektronenverlust möglichst klein zu halten. Mit Hilfe eines Plasma-Gitters und eines Extraktions-Gitters können je nach Wahl der Spannungen entsprechend viele Ionen extrahiert werden. Ein Beispiel einer solchen Quelle findet sich etwa in [Miyamoto00].

Auch in der Grundlagenforschung sind negative Ionen interessant, da diese bisher im Vergleich zu neutralen oder positiv geladenen Teilchen noch wenig untersucht sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde nun eine Quelle für negative Ionen entwickelt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Produktion von Wasserstoff-Anionen. Das Funktionsprinzip der Ionenquelle ist eine Gleichspannungs-Glimmentladung. In einem Gasvolumen wird über zwei Elektroden ein starkes elektrisches Feld erzeugt, welches für die Ionisation des Gases sorgt. Im konkreten Fall befinden sich diese zwei Elektroden nur  $100\text{ }\mu\text{m}$  voneinander entfernt und sind durch einen Isolator voneinander getrennt. Lediglich durch eine sowohl durch die Elektroden als auch durch den Isolator verlaufende Pore mit  $100\text{ }\mu\text{m}$  Durchmesser kann ein Gasaustausch stattfinden. Durch den niedrigen Elektrodenabstand können auch mit kleinen Spannungen im Inneren der Pore recht große elektrische Felder erzeugt werden. Es ist daher möglich, über einen weiten Druckbereich eine stabile Entladung zu gewährleisten, selbst bei Atmosphärendruck ist nur eine Betriebsspannung von weniger als 1000 V erforderlich. Die Elektrodenanordnung wird auf Grund der sehr kleinen Abmessungen als "Mikro-Struktur-Elektrode" (MSE) bezeichnet. Die Eigenschaften und Charakteristika der MSE wurden im Rahmen unserer Arbeitsgruppe in früheren Arbeiten bereits untersucht ([Hohn02], [Penache02]). Des Weiteren wurden darauf basierende Quellen für niedrig geladene positive Ionen ([Schöblier02]) und metastabiles Helium ([Jahnke02]) entwickelt.

Mit der vorliegenden Arbeit über die Erzeugung negativer Ionen schließt sich daher eine weitere Anwendung der Mikro-Struktur-basierten Entladungen an. Es ist daraus deutlich zu erkennen, dass das verwendete Prinzip dazu geeignet ist, eine Vielzahl unterschiedlicher Aufgaben zu erfüllen. Es verspricht somit ein breites Spektrum an Anwendungsmöglichkeiten. Lediglich die noch immer relativ kurze Lebensdauer einer MSE erweist sich als fundamentaler Nachteil.

Eine weitere Funktion der MSE ist es, als Düse für eine Überschall-Gasexpansion zu fungieren. Neutrales Gas kühlt während der Expansion erheblich ab und es resultiert eine scharfe Geschwindigkeitsverteilung. Es liegt also nahe, dies auch im Fall von teilweise ionisiertem Gas zu erwarten. Die Expansion sollte dann eine relativ scharfe Energieverteilung der Ionen bewirken. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 1.1 das Prinzip der Ionenquelle dargestellt.



**Abbildung 1.1:** Funktionsprinzip der Ionenquelle. In einem sehr kleinen Gasvolumen wird über eine Gleichspannungsentladung ein Plasma erzeugt. Die Strömung auf Grund des starken Druckgradienten drückt das Plasma aus der Pore und es entsteht ein Plasmajet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diverse Massenspektren für unterschiedliche Gasarten gemessen. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Ausbeute an  $\text{H}^-$ -Ionen. Es wurden Näherungen für die Gesamtströme und Energieunschärfen in Abhängigkeit von der Gassorte, bzw. des Masse-zu-Ladungs-Verhältnisses ermittelt. Neben den massenspektroskopischen Untersuchun-

gen werden außerdem optische Spektren der Entladung vorgestellt, aus denen teilweise Rückschlüsse auf die Vorgänge der Ionenproduktion gezogen werden können.

## 2. Physikalische Grundlagen

### 2.1 Plasmaphysik

#### 2.1.1 Begriff und Definition eines Plasmas

Unter einem "Plasma" versteht man im Allgemeinen ein Gas, in dem neben neutralen Atomen oder Molekülen auch ein mehr oder minder großer Anteil geladener Teilchen vorliegt. In einem Plasma finden sich also neutrale Teilchen, Elektronen, positive Ionen und unter geeigneten Bedingungen auch negative Ionen. Die negativen Ionen werden auch als Anionen bezeichnet, die positiven als Kationen. (Diese Bezeichnungen resultieren aus dem Sachverhalt, dass sich negative Ionen in einem elektrischen Feld zur Anode bewegen, die positiven hingegen zur Kathode.)

Durch das Vorhandensein von genügend freien Ladungsträgern pro Volumen kommt es zu einer Reihe von Eigenschaften, die durch die mikroskopischen Coulomb-Wechselwirkungen der Ladungsträger bestimmt werden. Das heißt: Innerhalb eines Plasmas kommt es zu kollektivem Verhalten der geladenen Teilchen. Des Weiteren ist ein Plasma quasineutral, was bedeutet, dass in der Summe die elektrische Ladung ausgeglichen ist und sich selbst nach außen abschirmt. Auf Grund dieser Eigenschaften wird das Plasma oft als vierter Aggregatzustand bezeichnet. [Piel99]

Zusammenfassend lässt sich also ein Plasma wie folgt charakterisieren: Ein Plasma ist ein Medium, in dem neben neutralen Teilchen auch geladene vorkommen. Das Plasma ist quasineutral und seine Eigenschaften werden durch das kollektive Verhalten der Ladungsträger bestimmt. Im Alltag treten Plasmen sowohl als Naturerscheinungen in Form von Blitzen als auch in der Technik zum Beispiel als Leuchtstoffröhren in Erscheinung.

### 2.1.2 Quasineutralität und Abschirmung innerhalb eines Plasmas

Zunächst zu der Frage der Quasineutralität und der Abschirmung: Dabei ist es offensichtlich, dass es zwei unterschiedliche Fälle geben kann, bei denen Quasineutralität verletzt wäre: Zum einen könnte gelten:

$$N_+ \cdot Z_{I+} \cdot e - N_{I-} \cdot Z_- \cdot e - N_e \cdot e \neq 0 \quad (2.1)$$

$N$  bezeichnet die Anzahl der positiven und negativen Ionen sowie der Elektronen,  $e$  repräsentiert die Elementarladung und  $Z$  ist die Ladungsanzahl. Das heißt: Die Summe aller Ladungen unter Berücksichtigung ihrer Vorzeichen ist nicht ausgewogen. Dieser Fall ist jedoch nicht zu erwarten, da das Gas ursprünglich als neutral angesehen werden darf und daher immer genauso viele negative wie positive Ladungen daraus hervorgehen.

Im zweiten Fall ist die Ladungsverteilung innerhalb des Plasmas nicht ausgewogen, so dass sich eine Polarisierung einstellt. Liegt kein äußeres elektrisches Feld vor, so wird sich jedoch auf Grund der Coulomb-Wechselwirkung ein sofortiger Ausgleich einstellen. Um die daraus resultierende Abschirmwirkung für elektrische Felder etwas genauer zu verstehen, kann man eine Probeladung  $q$  untersuchen, die in das Plasma eingebracht wird [Zohm01]. Die Ladung  $q$  befinde sich im Ursprung des Koordinatensystems. Zur Untersuchung des resultierenden Potentials wird die Poisson-Gleichung benutzt:

$$\Delta \Phi = \frac{-\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.2)$$

Da das Problem kugelsymmetrisch ist, bietet sich der Wechsel zu Kugelkoordinaten an. Auf Grund der vorhandenen Symmetrie trägt hierbei nur der Radialanteil bei. Für  $\rho$  setzt man  $q \cdot \delta(r) + e \cdot (n_+ - n_-)$ . Dabei wurden die Elektronen-Dichte  $n_e$  und die Anionendichte  $n_{I-}$  zu einer Dichte für alle negativen Ladungen  $n_-$  zusammengefasst. Da höchstens einfach geladene Anionen vorkommen, ist diese Zusammenfassung möglich. Es ergibt sich also:

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dr} \left( r^2 \cdot \frac{d\Phi}{dr} \right) = \frac{-q \cdot \delta(r) + e \cdot (n_- - n_+)}{\varepsilon_0} \quad (2.3)$$

Die Teilchendichten gehorchen dabei jeweils der Boltzmann-Verteilung, so dass sich die Dichten ergeben zu:

$$\begin{aligned} n_+ &= n_{+,0} \cdot \exp \frac{-q \cdot \Phi}{k \cdot T} \\ n_- &= n_{-,0} \cdot \exp \frac{-q \cdot \Phi}{k \cdot T} \end{aligned} \quad (2.4)$$



Nun ist in den typischen Plasmen  $-q \cdot \Phi \ll k \cdot T$ , so dass der Exponentialterm in einer Taylor-Reihe entwickelt werden kann:

$$\begin{aligned} n_+ &= n_{+,0} \cdot \exp \frac{-q \cdot \Phi}{k \cdot T} = n_{+,0} \cdot \left(1 + \frac{-q \cdot \Phi}{k \cdot T}\right) \\ n_- &= n_{-,0} \cdot \exp \frac{-q \cdot \Phi}{k \cdot T} = n_{-,0} \cdot \left(1 + \frac{-q \cdot \Phi}{k \cdot T}\right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Geht man nun davon aus, dass  $n_{+,0} = n_{-,0} = n_0$ , so ergibt sich mit 2.3:

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dr} \left( r^2 \cdot \frac{d\Phi}{dr} \right) = \frac{-q \cdot \delta(r)}{\varepsilon_0} + e \cdot \frac{2 \cdot n_0 \cdot e \cdot \Phi}{\varepsilon_0 \cdot k \cdot T} \quad (2.6)$$

Diese Gleichung lässt sich umformen zu:

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{d\Phi}{dr} - \frac{2 \cdot n_0 \cdot e^2}{\varepsilon_0 \cdot k \cdot T} \cdot \Phi = \frac{d^2\Phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{d\Phi}{dr} - \frac{1}{\lambda_D^2} \cdot \Phi = \frac{q}{\varepsilon_0} \cdot \delta(r) \quad (2.7)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist das Debye-Potential:

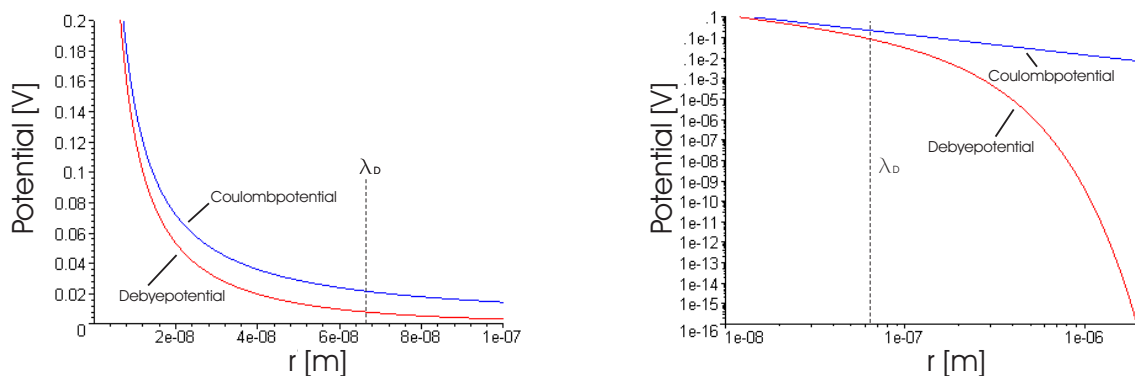
$$\Phi(r) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \cdot e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \quad (2.8)$$

Mit der Debye-Länge  $\lambda_D$ :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot k \cdot T}{n_0 \cdot e^2}} \quad (2.9)$$

Durch den exponentiellen Abklingterm strebt das Debye-Potential sehr viel schneller gegen Null als das reine Coulomb-Potential.

Die Debye-Länge gibt dabei diejenige Länge an, in der das Debye-Potential im Vergleich zu dem Coulomb-Potential gerade um den Faktor  $\frac{1}{e}$  niedriger ist. Daher wird die Debye-Länge als Maß für die Abschirmlänge eines Plasmas



**Abbildung 2.1:** Coulomb- und Debye-Potential im Vergleich. Links: Lineare Darstellung. Rechts: Logarithmische Darstellung. Das Debye-Potential fällt gegenüber dem Coulombpotential sehr schnell ab.

genutzt. Damit ein Plasma tatsächlich elektrische Felder abschirmen kann, muss die Abmessung des Plasmas erheblich größer sein als die Debye-Länge. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Plasmen besitzen die Elektronen eine thermische Energie von etwa 0,8 eV und eine Dichte zwischen  $8 \cdot 10^{14}$  und  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ([Penache02]). Daraus resultiert eine Debye-Länge von 67 bis 170 nm. Abb. 2.1 zeigt den Einfluss der Abschirmung durch die freien Elektronen. Das Debyepotential hat im Vergleich zum Coulombpotential einen sehr steilen Abfall für Abstände, die größer als die Debye-Länge sind.

### 2.1.3 Beweglichkeit der Ladungsträger in einem Plasma

Die Grundcharakteristik eines Plasmas ist, wie bereits erwähnt, das Vorhandensein elektrischer Ladungen. Daraus folgt eine Leitfähigkeit des Plasmas. Liegt nun ein elektrisches Feld über dem Plasma an, können sich diese Ladungen allerdings nicht ungestört bewegen, da es permanent zu Stößen mit dem neutralen Restgas und gegebenenfalls auch mit geladenen Teilchen kommt. Allerdings überwiegen Stöße mit anderen geladenen Teilchen nur bei stark ionisierten Gasen und sollen daher nicht betrachtet werden:

Durch Stöße kommt es je nach Verhältnis der Massen zueinander und dem Stoßwinkel zu Abbremsung, Ablenkung, Reflektion oder Mischungen daraus. Bei einer Mittelung über alle vorkommenden Stöße lässt sich eine Form der Reibungskraft finden, die zu einer sich einstellenden Driftgeschwindigkeit der Teilchen führt, die sich proportional zur elektrischen Feldstärke verhält.

$$v_D = \mu \cdot E \quad (2.10)$$

$\mu$  ist die Beweglichkeit und hängt von der Sorte der geladenen Teilchen sowie von der Anzahlldichte, Temperatur und der Sorte des Restgases ab. Der Einfachheit halber sei angenommen, dass die Driftgeschwindigkeit klein gegenüber der thermischen Geschwindigkeit der Restgasteilchen ist. Die Stöße mit dem Restgas sind dann weitgehend isotrop mit einer leicht erhöhten Wahrscheinlichkeit, entgegen der Richtung der Driftgeschwindigkeit gestoßen zu werden. Um sich das Vorhandensein dieser leicht erhöhten Wahrscheinlichkeit zu verdeutlichen, sei angenommen, die Driftgeschwindigkeit verlaufe in x-Richtung mit dem Betrag  $v_D$ . Betrachtet man auch bei der thermischen Bewegung nur die x-Komponente, so gibt es mit Sicherheit Teilchen mit  $0 < v_{th,x} < v_D$ , so dass sie, obwohl sie sich in die gleiche Richtung wie die driftenden Teilchen bewegen, keine Vorwärtsstöße verursachen können. Je größer nun die Driftgeschwindigkeit ist, desto geringer wird daher die Chance auf einen Vorwärtsstoß. Wird die Driftgeschwindigkeit nun gar größer als die thermische Geschwindigkeit, so finden nur noch Stöße statt, die das Ion abbremsen.

In diesem Fall hängt die Beweglichkeit auch von dem Verhältnis der Massen zueinander ab. Diese Fälle sollen jetzt jedoch nicht betrachtet werden, sondern nur der Fall  $v_D \ll v_{th}$ . Doch ist anhand dieser kurzen Ausführung zu ersehen, dass die analytische Behandlung der Beweglichkeit im Einzelfall sehr kompliziert und oft nur schwer errechnet werden kann. Im genannten Fall ist die Geschwindigkeit nach jedem Stoß im Mittel etwa Null. Das Ion nimmt nun bis zum nächsten Stoß die Geschwindigkeit  $\Delta v = \frac{e}{m} \cdot E \cdot \tau$  auf, wobei  $\tau$  die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen darstellt. Im Mittel folgt also:

$$v_D = \frac{1}{2} \cdot \Delta v = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \tau \cdot E \quad (2.11)$$

$\tau$  hängt nun von der Anzahldichte des Restgases und dessen thermischer Geschwindigkeit ab:

$$\tau = \frac{s}{v_{th}} = \frac{1}{n \cdot \sigma \cdot v_{th}} \quad , \quad (2.12)$$

wobei  $s$  die mittlere freie Weglänge ist,  $n$  die Anzahldichte der Restgasatome und  $\sigma$  den Stoßquerschnitt angibt. Durch Einsetzen in 2.11 ergibt sich:

$$v_D = \frac{e}{2 \cdot m \cdot n \cdot \sigma \cdot v_{th}} \cdot E \quad (2.13)$$

Durch Vergleich mit (2.10) ergibt sich:

$$\mu = \frac{e}{2 \cdot m \cdot n \cdot \sigma \cdot v_{th}} \quad (2.14)$$

Es sei an dieser Stelle nochmals erwähnt, dass die obige Ableitung nur für den Fall  $v_D \ll v_{th}$  gilt. Weiterhin wurden nur Stöße mit neutralen Teilchen betrachtet. Ist das Plasma zu einem größeren Grad ionisiert, sind auch Coulombstöße nicht zu vernachlässigen. Außerdem ist der Fall inelastischer Stöße, also Anregung, nicht berücksichtigt. Auf Grund dieser vielen Dinge, denen je nach konkretem Fall noch Rechnung getragen werden muss, ist eine kompakte analytische Darstellung nicht möglich.

## 2.1.4 Leitfähigkeit in Plasmen

Da sowohl Elektronen als auch Ionen unter Einfluss eines elektrischen Feldes zu den entsprechenden Elektroden driften, besitzt das Gas eine elektrische Leitfähigkeit, die durch

$$\sigma = \frac{j}{E} \quad (2.15)$$

gegeben ist [Vogel97]. Die Stromdichte  $j$  ergibt sich als die Summe der Stromdichten der Elektronen und der Ionen:

$$j = j_e + j_i \quad (2.16)$$

Sie ist weiterhin durch  $j = n \cdot q \cdot v_D$  definiert. Mit der Beziehung (2.10) folgt daraus:

$$j = n \cdot q \cdot (\mu_e + \mu_i) \cdot E \quad (2.17)$$

Die Leitfähigkeit für Ionen bzw. Elektronen ist daher schließlich:

$$\sigma_{e,i} = n_{e,i} \cdot q \cdot \mu_{e,i} = \rho_{e,i} \cdot \mu_{e,i} \quad (2.18)$$

Dabei bezeichnet  $\rho$  die entsprechende Ladungsdichte.

### 2.1.5 Plasmaerzeugung

Um ein Plasma zu erzeugen, muss sichergestellt werden, dass mehr Atome oder Moleküle ionisiert werden als rekombinieren. Die Ionisation kann durch starke elektrische Felder, hochenergetische Photonen, starke Laserfelder oder durch Stöße mit Atomen, Molekülen, Ionen oder Elektronen stattfinden. Allerdings dominiert bei der Plasmaerzeugung zum Betrieb von Ionenquellen eindeutig die Ionisation über Elektronenstöße: In den meisten Fällen werden möglichst hoch geladene Ionen benötigt. Die Entwicklung für Ionenquellen, die solche erzeugen, ist daher schon weit fortgeschritten. Es haben sich dabei in der Hauptsache drei Prinzipien für die Erzeugung hoch geladener Ionen durchgesetzt (vgl. [Runkel98]):

#### 1. Electron-Beam-Ion-Source (EBIS):

Mittels eines sehr intensiven Elektronenstrahls (5000 A/cm<sup>2</sup> bei Elektronenenergien bis zu 200 keV) werden neutrale Gasteilchen zunächst einfach ionisiert. Durch das Raumladungspotential des Elektronenstrahles werden sie radial und durch ein äußeres Feld axial eingeschlossen. Die Gasteilchen sind also weiterhin dem Elektronenbombardement ausgesetzt. Auf diese Art und Weise können sehr hoch ionisierte Ionen entstehen.

#### 2. Electron-Cyclotron-Resonance-Ion-Source (ECRIS):

Auch unter der deutschen Bezeichnung EZR (Elektron-Zyklotron-Resonanz) bekannt. In einem Gasvolumen werden durch resonante Mikrowellen-Einkoppelung die Elektronen aufgeheizt. Durch Magnetfelder werden die Elektronen dabei in dem Volumen eingeschlossen, woraus eine sehr hohe Elektronendichte in dem Volumen resultiert. Durch diese große Dichte an Elektronen nimmt die Stoßrate mit dem Gas beträchtlich zu und es kommt

zu sehr vielen Ionisationsprozessen. Es können daher auch hier hoch geladene Ionen produziert werden.

### 3. Laser-Ion-Source (LIS):

Gut fokussierte, hochenergetische Laserpulse (Energiedichten  $> 10^8 \text{ W/cm}^2$ ) werden auf einen Festkörper geschossen, der aus dem zu ionisierenden Material besteht. Durch Multi-Photonen-Anregung werden Elektronen aus dem Festkörper gerissen und in dem starken Feld des Lasers aufgeheizt. Dadurch entsteht ein lokales sehr heißes Plasma, was zu einer Verdampfung der Oberfläche führt. Die nun freien Teilchen werden von den Elektronen, die Energien von einigen hundert eV haben können, ionisiert.

Weniger häufig werden niedrig geladene Ionen oder auch negative Ionen benötigt. Allerdings lassen sich insbesondere negative Ionen mit oben genannten Ionenquellen nur sehr schlecht bis gar nicht erzeugen. Für diese Fälle gibt es aber die sehr viel einfachere Möglichkeit, in einem Gasvolumen eine Entladung hervorzurufen. In der Regel handelt es sich dabei um Gleichspannungs-Entladungen. Zu dieser Gruppe gehört auch die in dieser Arbeit vorgestellte Ionenquelle, weshalb an dieser Stelle auf das Kapitel 2.1.7 für eine ausführliche Beschreibung der Entladung verwiesen sei. Im Gegensatz zu den oben genannten Ionenquellen sind die auf Entladungen basierenden Quellen relativ kompakt und erheblich billiger in Anschaffung und Unterhaltung. Außer der in dieser Arbeit vorgestellten Ionenquelle finden sich weitere Vertreter dieser Ionenquellen-Variante unter anderem in [Miyamoto00] oder [Hopkins86]. Für einen umfassenderen Überblick über Ionenquellen im Allgemeinen siehe [Wolf95].

## 2.1.6 Ionisation und Anregung im Plasma

Es gibt grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten, neutrale Atome oder Moleküle zu ionisieren. Zur Erzeugung positiver Ionen ist es notwendig, dem neutralen Teilchen eine teilchenspezifische Austrittsenergie  $E_{Austr}$  zuzuführen. Diese Energie kann nun entweder über Photonen oder aber durch Stöße von Ionen oder Elektronen mit anderen Teilchen geschehen. Den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für die Bildung positiver Ionen durch Stöße, kann durch folgende Beziehung ausgedrückt werden:

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E + E_0} \cdot \left( \frac{E}{E + E_0} \right)^\alpha \quad (2.19)$$

Dabei bezeichnet  $E_0$  die Ionisierungsenergie des zu ionisierenden Teilchens,  $E$  die darüber hinausgehende kinetische Energie des Projektils und  $\alpha$  den

Wannier-Exponent. Letzterer ist abhängig von Ladung und Masse des Projektils sowie von der Masse des Targets. Für einen Elektronenstoß auf Wasserstoff etwa ist  $\alpha=1,127$ , während bei einem Protonenstoß auf Wasserstoff  $\alpha$  bereits 69,74 beträgt. [Rost97]

### 2.1.6.1 Ionisation durch Elektronenstoß

Zunächst sei der Fall betrachtet, dass ein Elektron mit der kinetischen Energie  $E_e$  auf ein ruhendes neutrales Teilchen A treffe. (Solange man sich nicht in relativistischen Geschwindigkeitsbereichen bewegt, kann man ohne Bedenken die Wechselwirkung aus dem Ruhesystem des neutralen Teilchens betrachten, ohne dabei Einschränkungen an der Allgemeinheit der Aussagen zu machen.) Es gilt zunächst, zwischen dem Fall des elastischen Stoßes und des inelastischen zu unterscheiden. Beim elastischen Stoß bleibt die kinetische Energie erhalten:

$$E_{kin,e,v} = E_{kin,e,n} + E_{kin,A,n} \quad (2.20)$$

Die Indizes e und A bezeichnen die Teilchensorte, während die Indizes v und n die zeitliche Reihenfolge angeben. Es wird also keine Energie darauf verwandt, ein Elektron des Neutralteilchens anzuregen oder zu ionisieren.

Im Falle eines inelastischen Stoßes dagegen wird ein Teil der kinetischen Energie darauf verwendet, ein Elektron des neutralen Teilchens auf ein höheres Energieniveau anzuheben oder es in das Kontinuum zu emittieren. Die Energiebilanz sieht dann wie folgt aus:

$$E_{kin,e,v} = E_{kin,e,n} + E_{kin,A,n} + \Delta E_{in,A} \quad (2.21)$$

Ein Teil der kinetischen Anfangsenergie des Elektrons wird also in innere Energie des Gasteilchens umgewandelt. Je nach Betrag von  $\Delta E_{in,A}$  kommt es dabei zu Anregung oder Ionisation:

Bei Anregung erfolgt der Prozess:

$$A + e \Rightarrow A^* + e^- \quad , \quad (2.22)$$

wobei  $A^*$  das angeregte Teilchen bezeichnen soll.

Im Bereich der Anregung kann  $\Delta E_{in,A}$  nur diskrete Werte annehmen, da das Elektron nur auf bestimmte Energieniveaus angehoben werden kann. Nach einer gewissen Zeit wird das Elektron wieder in seinen Grundzustand zurückfallen und dabei ein Photon der Energie  $\Delta E_{in,A}$  bzw. nach  $E = h \cdot \nu$  ein Photon charakteristischer Wellenlänge emittieren. In Tabelle 2.2 sind charakteristische Wellenlängen des sichtbaren Linienspektrums einiger Stoff-

Wasserstoff (H <sub>2</sub> )	Helium (He)	Stickstoff (N <sub>2</sub> )	Sauerstoff (O <sub>2</sub> )
656,3	728,1	688,4	436,8
486,1	706,5	690,0	557,7
434,0	667,8	690,1	630,0
410,2	587,8	691,7	672,6
	493,3	738,0	777,2
	447,1	740,3	777,5
	402,6	742,2	
		742,4	
		744,2	
		746,8	

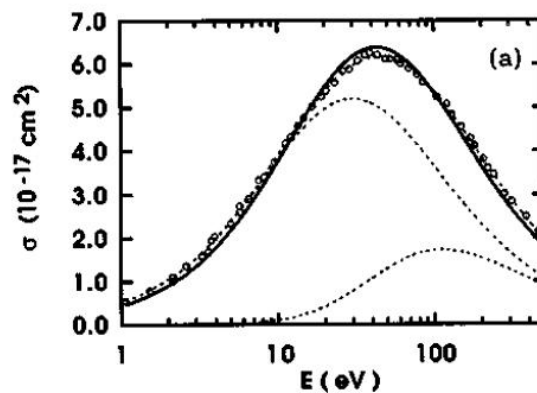
**Abbildung 2.2:** Wellenlängen [nm] im sichtbaren Bereich einiger Photonen, die nach der Anregung neutraler Elemente emittiert werden. Werden Ionen angeregt, kommt es zu weiteren Übergängen, die aber bei weitem zu zahlreich sind, sie alle hier aufzulisten.

fe zusammengestellt. Durch Beobachtung der Lichtspektren ist es daher möglich, die an den Reaktionen beteiligten Stoffe, bzw. die stattfindenden Prozesse zu ermitteln.

Übersteigt  $\Delta E_{in,A}$  die Austrittsenergie  $E_{Austr}$ , so wird das Gasteilchen ionisiert, das Elektron in das Kontinuum emittiert:



Ab diesem Schwellenwert  $\Delta E_{in,A} = E_{Austr}$  gibt es für  $\Delta E_{in,A}$  keine Diskretisierungen mehr. Die Differenz  $\Delta E_{in,A} - E_{Austr}$  liegt als kinetische Energie des emittierten Elektrons vor. Die Wahrscheinlichkeit für eine erfolgreiche Ionisation hängt von der Teilchensorte und der Elektronenenergie ab. Abb. 2.3 zeigt beispielhaft den Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von Wasserstoff durch Elektronen:

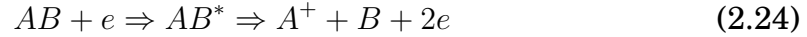


**Abbildung 2.3:** Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Wasserstoff durch Elektronenstoß. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf nach Gl. 2.19. [Rost97]

Selbstverständlich können auch angeregte Atome ionisiert werden. Die zur Ionisation notwendige Energie beträgt dann nur noch die Differenz zwischen

Ionisationsenergie aus dem Grundzustand und der bereits aufgenommenen Energie.

Weiterhin kann bei Gasmolekülen eine Ionisation auch durch einen Zerfall eines angeregten Moleküls zustandekommen:



### 2.1.6.2 Ionisation durch Stöße mit Ionen oder angeregten Atomen

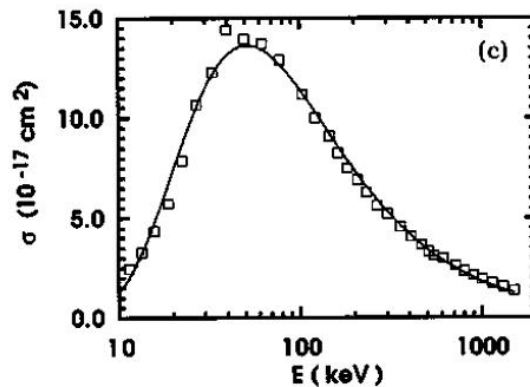
Da die Ionisation durch Energietransfer zustande kommt, kann auch bei einem Stoß mit einem Ion oder einem angeregten Teilchen je nach übertragener Energie eine Anregung oder Ionisation stattfinden:



bzw.



Außerdem kann es noch zu Umladungen kommen:



**Abbildung 2.4:** Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Wasserstoff durch Protonenstoß [Rost97]

In Abb. 2.4 ist beispielhaft der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Wasserstoff durch Protonenstoß dargestellt. Ein Vergleich mit den Wirkungsquerschnitten für Elektronenstoß (siehe Abb. 2.3) ergibt, dass das jeweilige Maximum bei gänzlich anderen Energien liegt. Für alle in dieser Arbeit entscheidenden Energiebereiche überwiegt die Ionisation durch Elektronen bei weitem, so dass die Ionisation durch Ionen vernachlässigt werden kann.



Ein weiterer Mechanismus, der zu einer Ionisation führen kann, ist der Energietransfer eines angeregten Atoms zu einem weiteren:



Ein angeregtes Atom hat typischerweise eine Lebensdauer von etwa  $10^{-9}$ - $10^{-7}$  s, sofern der Zustand nicht metastabil ist. Metastabile Zustände können hingegen eine erheblich längere Lebensdauer haben, die sogar Minuten überschreiten kann [Demtröder96]. Je nachdem, wieviel Energie in dem Anregungszustand des einen Atoms gespeichert ist, und wieviel Energie notwendig ist, um ein anderes Atom zu ionisieren, ist auch der Fall denkbar, dass ein angeregtes Atom ein neutrales im Grundzustand ionisiert:



### 2.1.6.3 Rekombination

Neben den Prozessen, die zur Bildung von Ionen führen, gibt es auch Prozesse, bei denen bestehende Ionen rekombinieren, d.h. durch Wechselwirkung wieder zu neutralen Teilchen werden: Es sei folgender Fall betrachtet:



Das Teilchen B ist hierbei notwendig, um die frei werdende Energie der Rekombination aufzunehmen. Ohne diesen weiteren Stoßpartner kann es nicht gelingen, Impuls und Energieerhaltung zu erfüllen.

### 2.1.6.4 Bildung negativer Ionen

Elektronenaffinitäten der Elemente						
Gruppe	I	III	IV	V	VI	VII
Periode 1	H	...	...	...	...	...
	0,76	...	...	...	...	...
Periode 2	Li	B	C	N	O	F
	0,62	0,28	1,27	-0,32	1,43	3,41
Periode 3	Na	Al	Si	P	S	Cl
	0,55	0,46	1,39	0,75	2,08	3,62
Periode 4	K	Ga	Ge	As	Se	Br
	0,5	0,31	1,25	0,8	2,02	3,37
Periode 5	Rb	In	Sn	Sb	Te	I
	0,49	0,31	1,26	1,05	1,97	3,06
Periode 6	Cs	Tl	Pb	Bi	Po	At
	0,47	-0,31	1,14	1,14	1,87	2,8

**Abbildung 2.5:** Elektronenaffinitäten einiger Elemente in eV. Elemente der Hauptgruppe II und VIII bilden keine negativen Ionen und sind deshalb nicht aufgeführt. (vgl.: [HypPhys])

Außer positiven Ionen können selbstverständlich auch negative gebildet werden. Damit das entstehende Ion stabil ist, muss dieser Zustand für das Atom oder Molekül energetisch günstiger liegen als der neutrale Zustand. Ein Maß für die Fähigkeit, negative Ionen zu bilden, ist die Elektronenaffinität  $E_a$ . Sie gibt die Energiemenge an, die beim Bilden der negativen Ionen frei wird. Da

Molekül	CH	NH	NO	OH	O <sub>2</sub>
Elektronenaffinität [eV]	0,74	0,38 0,03	0,024 0,05	1,825 0,002	0,451

**Abbildung 2.6:** Elektronenaffinitäten  $E_a$  einiger wichtiger Moleküle in eV. (vgl.: [Massey76])

im Normalfall nur ein einziger stabiler Zustand für negative Ionen existiert, weist auch  $E_a$  nur jeweils einen Wert auf. In Abb. 2.5 sind die Elektronenaffinitäten einiger Elemente zusammengestellt, in Abb. 2.6 die einiger Moleküle.

Ist die Elektronenaffinität  $> 0$ , so ist die Bildung negativer Ionen möglich. Ist jedoch  $E_a \leq 0$ , so können keine stabilen negativen Ionen gebildet werden. Zunächst sind die wichtigsten Prozesse dargestellt:

Elektroneneinfang in Drei-Körper-Stößen:



Einfang eines Elektrons unter Photonenemission:



Polare Photodissoziation:



Dissoziative Anlagerung:



Polare Dissoziation:



Einfang gebundener Elektronen:



**Elektroneneinfang in Drei-Körper-Stößen:*****Electron Capture in Three-Body-Collisions***

Der einfachste Fall, ein negatives Ion zu bilden, scheint zunächst der Einfang eines einzelnen Elektrons von einem neutralen Teilchen zu sein. ( $A + e \rightarrow A^-$ ) Dieser Fall ist jedoch auf Grund der Erhaltung von Impuls und Energie nicht möglich. Daher ist ein drittes Teilchen notwendig, das die frei werdende Energie aufnehmen kann. Dieses dritte Teilchen, das in Gl. (2.31) mit dem Symbol B gekennzeichnet ist, kann sowohl ein Elektron als auch ein Atom, Molekül oder ein Ion sein. Die Effizienz hängt aber stark von der Art des dritten Stoßpartners ab. Insbesondere fällt dabei ins Gewicht, wie die überschüssige Energie aufgenommen werden kann: Während Elektronen nur kinetische Energie aufnehmen können, besteht bei Atomen zusätzlich die Möglichkeit, sie in Form potentieller Energie zu absorbieren. In diesem Fall findet eine Anregung innerhalb des Atoms statt. Bei Molekülen können außerdem Vibrationszustände angeregt werden, so dass es noch mehr Möglichkeiten gibt, die frei werdende Energie aufzunehmen. Daher sind Moleküle mit vielen Freiheitsgraden die effizientesten Stoßpartner in Drei-Körper-Stößen.

**Einfang eines Elektrons unter Photonenemission:*****Radiative capture of electrons***

Bei diesem Prozess (siehe Gl. (2.32)) wird ein Elektron von einem Atom oder Molekül eingefangen, wobei ein Photon emittiert wird. Dieses Photon trägt nun die Energie der Elektronenaffinität und einen Teil der Elektronenenergie mit sich. Durch diesen Mechanismus erhalten die Photonen ein kontinuierliches Emissionsspektrum, das allerdings eine untere Schwelle in Höhe der zur Elektronenaffinität gehörenden Wellenlänge besitzt:

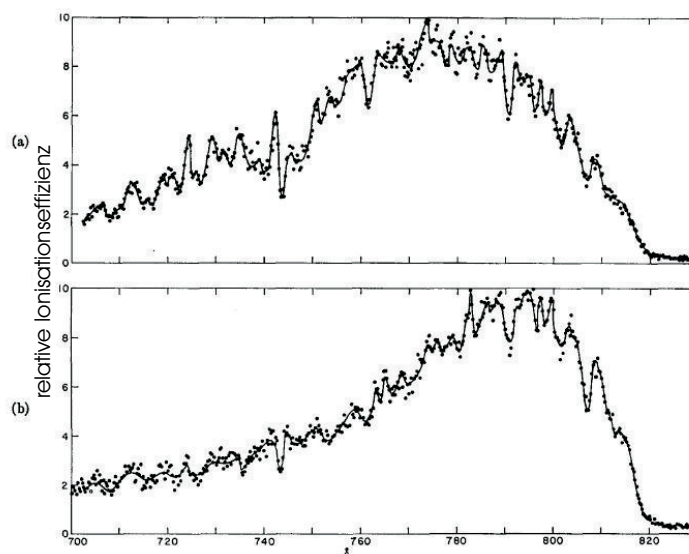
$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E} \quad (2.38)$$

Der Wirkungsquerschnitt für einen Elektroneneinfang unter Emission eines Photons ist sehr gering. Für die Bildung von  $H^-$  liegt er in der Größenordnung von  $10^{-22} \text{ cm}^2$ .

**Polare Photodissoziation:*****Polar Photodissociation***

Trifft ein Photon der Energie  $h\nu$  auf ein Molekül, so wird es je nach Energie unterschiedliche Prozesse auslösen. Wechselwirkt das Photon mit einem

Elektron, dessen Austrittsarbeit niedriger ist als die Photonenergie, so wird das Molekül ionisiert. Entspricht die Photonenenergie dagegen der Energiedifferenz zwischen einem angeregten Niveau und dem aktuellen Energieniveau des Elektrons, so kann das Molekül angeregt werden. In einigen Fällen ist dieser angeregte Zustand aber nicht stabil und das Ion dissoziiert (siehe (2.33)). Im Zuge dieser Dissoziation kann auch ein negatives Ion entstehen.



**Abbildung 2.7:** Ionisationseffizienz der Reaktion:  $\text{HCN} + h\nu \rightarrow \text{H}^+ + \text{CN}^-$ . In a) ist die Kurve für  $\text{CN}^-$ , in b) die für  $\text{H}^+$  dargestellt. Die Wellenlänge des Lichtes ist in Å angegeben. Der gezeigte Bereich entspricht Photonenenergien zwischen 15,1 und 17,7 eV. [Berkowitz69]

Ob dieser Prozess aber stattfindet, hängt stark von der Energie des Photons ab. Im Allgemeinen ist das Intervall der Photonenenergien recht eng, da einerseits dem System genügend Energie zugeführt werden muss, damit die Dissoziation überhaupt stattfindet, andererseits die Energie des Photons die Ionisationsenergie der Elektronen nicht überschreiten darf, da sonst eine Ionisation die Folge wäre.

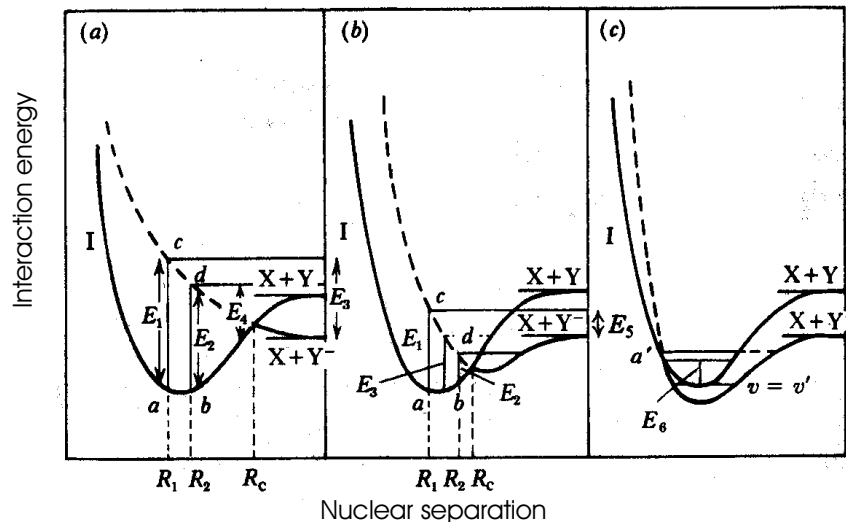
### Dissoziative Anlagerung:

#### *Dissociative Attachment*

Ein ähnlicher Prozess wie bei den zuvor beschriebenen Drei-Körper-Stößen kann stattfinden, wenn ein Elektron auf ein Molekül trifft (siehe Gl. (2.34)). Das Molekül kann das Elektron einfangen und anschließend dissoziieren, wobei ein negatives Fragment entstehen kann. Das übrige Molekülfragment übernimmt die Aufgabe des dritten Körpers und sorgt für die Einhaltung der Impuls- und Energieerhaltung.

Der Prozess der Dissoziation verläuft in der Regel über eine Anregung des Moleküls durch den Elektroneneinfang. Zunächst geht man davon aus, dass kein

*autodetachment*, d.h. keine Reemission des Elektrons, stattfindet. Im Grundzustand des neutralen Moleküls XY oszilliert der Kernabstand zwischen den Werten  $R_1$  und  $R_2$ . Nach dem *Franck-Condon-Prinzip* reagieren die Kerne durch ihre vergleichsweise große Masse nur sehr langsam auf Veränderungen der Elektronenkonfiguration, so dass Anregungen oder Ionisationen in der Darstellung 2.8 entlang einer Senkrechten verlaufen.



**Abbildung 2.8:** Drei alternative Möglichkeiten der Bildung eines negativen Ions durch Dissoziation eines Moleküls, welches ein Elektron einfängt. Aufgetragen ist die Bindungsenergie gegen den Kernabstand. Die durchgehenden Linien zeigen die zum neutralen Molekül XY gehörenden Potentialkurven, die gestrichelten und deren Fortsetzungen die Potentiale des negativen Molekülions  $XY^-$ . Der Kernabstand im Grundzustand des Moleküls oszilliert zwischen  $R_1$  und  $R_2$ . [Massey76]

Es gibt nun drei Möglichkeiten:

(a): Wird das Elektron von dem neutralen Molekül eingefangen, befindet sich das entstandene Ion  $XY^-$  auf seiner in Abb. (2.8a) gestrichelt dargestellten Potentialkurve zwischen den Punkten c und d. Gemäß dieser Kurve laufen nun die Kerne auseinander und es entstehen die zwei Fragmente X und  $Y^-$ . Die Fragmente haben dabei eine kinetische Relativenergie, die zwischen  $E_3$  und  $E_4$  liegt, da diese Energien der Differenz der zu c bzw. d gehörenden Energien zur Gesamtenergie des Endzustandes, also des dissoziierten Moleküls, entsprechen. Ab dem Abstand  $R_c$  kann es nicht mehr zu autodetachment kommen, da dort die Potentialkurve des Ions niedriger verläuft als die des neutralen Moleküls und daher kein Energiegewinn mehr aus der Emission des Elektrons folgen würde. Im Fall (a) gibt es keinen stabilen Zustand für das negative Moleküliion  $XY^-$ , die Elektronenaffinität ist auf jeden Fall  $< 0$ , und es gibt auch keine metastabilen Zustände.

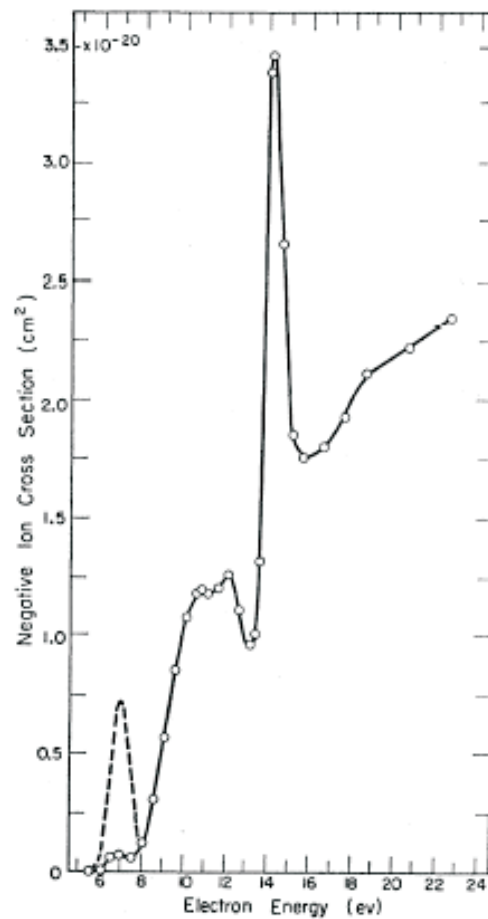
Die in (2.8b) gezeigte Potentialkurve des Ions  $XY^-$  (gestrichelte Linie und deren Verlängerung) besitzt bereits ein Minimum, weshalb es zu gebundenen

Zuständen kommen könnte. Wird ein Elektron mit einer kinetischen Energie  $E_e$  zwischen  $E_1$  und  $E_3$  eingefangen, so ist die potentielle Energie des angeregten Schwingungszustandes der Kerne so groß, dass diese auseinander laufen und wiederum zwei Fragmente bilden, von denen eines negativ ist. Die relative kinetische Energie beträgt  $E_e - E_3$  und nimmt daher Werte zwischen 0 und  $E_5 = E_1 - E_3$  an. Wird hingegen eine Energie zwischen  $E_3$  und  $E_2$  absorbiert, so wird ein metastabiler Schwingungszustand des Moleküls  $XY^-$  angeregt. Sofern kein weiterer Stoß stattfindet, in dem das angeregte Molekül Energie abgeben kann, wird es nach kurzer Zeit zu dem Umkehrprozess des Bildungsprozesses kommen, und das Elektron über autodetachment reemittiert werden. Gelingt es jedoch, so viel Energie an einen Stoßpartner abzugeben, dass der Kernabstand dauerhaft größer als  $R_c$  ist, wird das Ion stabil sein und das Elektron nicht über Autodetachment emittiert werden.

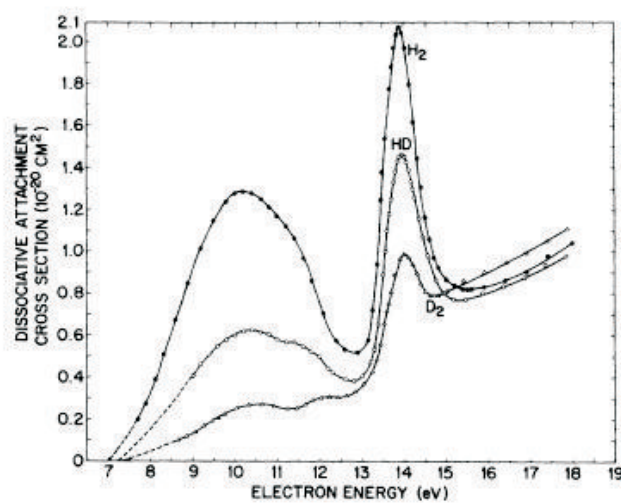
Ist die Elektronenaffinität eines Moleküls größer als Null, so verläuft die Potentialkurve des Ions entsprechend tiefer als die des neutralen Moleküls. Dieser Fall ist in (c) dargestellt: Wird ein Elektron eingefangen, so werden, je nach Energie des Elektrons und Elektronenaffinität des Moleküls, entsprechende Vibrationszustände des Moleküls angeregt. Ist die Vibrationsquantenzahl  $\nu$  kleiner als ein kritischer Wert  $\nu'$ , so liegt dieser Zustand des Ions  $XY^-$  energetisch tiefer als jeder Zustand des neutralen Moleküls. Daher ist das Ion stabil und es wird kein Elektron emittieren. Ist allerdings  $\nu > \nu'$ , so wird, wenn keine Energieabgabe durch Stöße erfolgt, das Elektron wieder emittiert werden. Im Falle der Produktion von  $H^-$  durch dissoziative Anlagerung finden sich nach [Schulz58] für den Wirkungsquerschnitt diverse Maxima für unterschiedliche Elektronenenergien. Abb. 2.9 zeigt den Wirkungsquerschnitt für den Prozess als Funktion der Elektronenenergie. Die durchgezogene Linie gibt dabei die Produktion von  $H^-$  aus einer Dissoziativen Reaktion von  $H_2^-$  an, das zuvor durch einen Elektroneneinfang aus  $H_2$  gebildet wurde. die gestrichelte Linie ist auf eine Reaktion mit Wasser zurückzuführen, bei der ebenfalls  $H^-$  entsteht. Bei der Reaktion mit molekularem Wasserstoff finden sich drei Maxima, wobei jedoch die beiden ersten Peaks recht nahe beieinander liegen. Diese beiden Peaks stammen aus Zerfällen des durch Elektroneneinfang gebildeten  $H_2^-$ :



Die Produkte sind hierbei jeweils im Grundzustand. Der bei 14 eV liegende



**Abbildung 2.9:** Wirkungsquerschnitt für dissoziative Anlagerung eines Elektrons an ein  $\text{H}_2$ -Molekül. Das mit einer gestrichelten Linie dargestellte Maximum bei etwa 7 eV stammt aus einem Dissoziationsprozess von als Verunreinigung vorliegendem Wasser. [Schulz58]



**Abbildung 2.10:** Die dissoziative Anlagerung eines Elektrons weist bei Wasserstoff einen starken Isotopeneffekt auf. [Rapp65]

Peak hingegen ist auf eine Reaktion zurückzuführen, die neben dem  $H^-$  ein angeregtes Wasserstoffatom produziert:

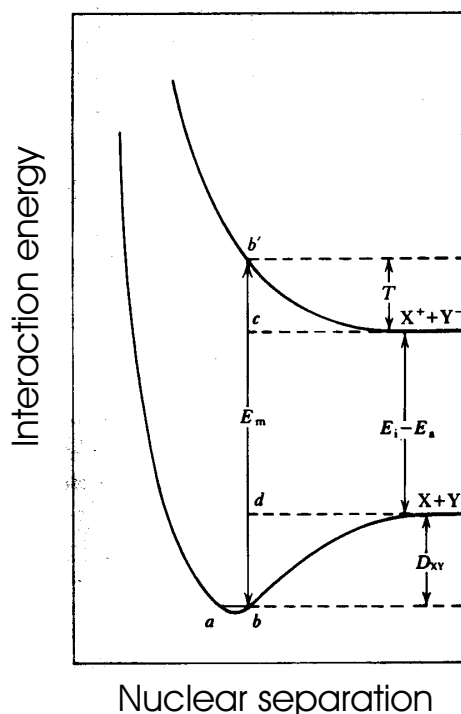


wobei sich das angeregte  $H^*$  im  $n=2$  Zustand befindet [Sharp71]. Es tritt bei dieser Reaktion ein starker Isotopeneffekt auf, so dass die Effizienz für eine entsprechende Ionenproduktion für HD und  $D_2$  bedeutend geringer ausfällt, wie in Abb. 2.10 zu erkennen ist [Rapp65].

### Polare Dissoziation:

#### *Polar Dissociation*

Da nicht alle angeregten Zustände eines Moleküls stabil sein müssen, besteht natürlich auch die Möglichkeit, dass ein Elektron ein Molekül lediglich anregt, dabei aber genug Energie im Molekül deponiert, dass dieses dissoziiert und auf diesem Wege ein negatives und ein positives Ion erzeugt wird (siehe Gl. (2.35)). Befindet sich ein Molekül XY im Grundzustand und man



**Abbildung 2.11:** Potentialkurven zur Veranschaulichung polarer Dissoziation eines Moleküls XY durch Elektronenstoß. [Massey76]

führt ihm nun genug Energie zu, so wird das Molekül in einen nicht stabilen Zustand angeregt. In Abb. 2.11 ist exemplarisch dafür die Energie  $E_m$  eingezeichnet. Die Kerne driften nun entlang der Potentialkurve auseinander. Die Fragmente haben anschließend eine Relativenergie  $T$ . Der Endzustand für die Ionen  $X^+$  und  $Y^-$  liegt energetisch genau  $E_{X,i} - E_{Y,a}$  über dem Endzustand



der neutralen Partikel X und Y, da zur Ionisation von X die Ionisationsenergie  $E_{X,i}$  aufgewendet werden muss, andererseits aber bei der Bildung des  $Y^-$  die Elektronenaffinität  $E_{Y,a}$  frei wird. Bezeichnet man mit  $D_{XY}$  die Energie, bei der das Molekül in die Bestandteile X und Y dissoziiert, lässt sich die relative kinetische Energie T der entstehenden Ionen wie folgt berechnen:

$$T = E_m + E_{Y,a} - E_{X,i} - D_{XY} \quad (2.41)$$

### Einfang gebundener Elektronen:

#### *Capture of Bound Electrons*

Weiterhin besteht die Möglichkeit, dass zwei neutrale Teilchen stoßen (siehe Gl. (2.36)). Besitzt nun eines dieser beiden Teilchen eine geringe Ionisationsenergie  $E_i$  und das andere eine hohe Elektronenaffinität  $E_a$ , so kann der Fall eintreten, dass ein Elektronentransfer zu Stande kommt. Zieht man allerdings in Betracht, dass das Element mit der niedrigsten Ionisationsenergie Cäsium mit  $E(C)_i = 3,89$  eV ist und Chlor die höchste Elektronenaffinität  $E(Cl)_a = 3,62$  eV besitzt, so ist leicht ersichtlich, dass dieser Mechanismus immer endotherm ist. Es wird eine zusätzliche Energie von  $\Delta E = E_i - E_a$  benötigt. Abgesehen von der Kollision zweier neutraler Teilchen ist es auch möglich, in Stößen mit geladenen Teilchen Umladungsprozesse zu generieren, die zur Erzeugung negativer Ionen führen. Eine genauere Betrachtung der Vorgänge, die zur Entstehung negativer Ionen führen, findet sich in [Massey76].

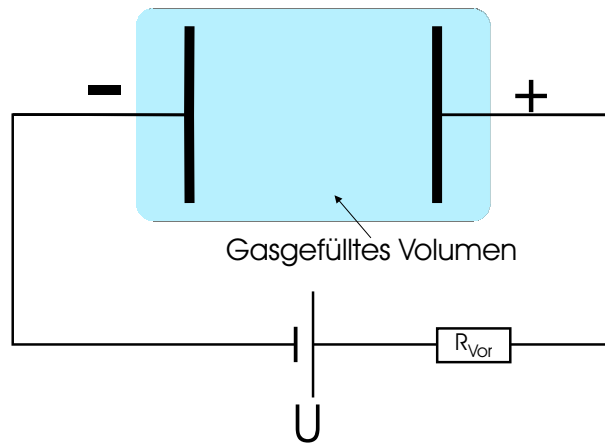
## 2.1.7 Gleichspannungsentladungen

Eine weitere Methode, ein Plasma und damit auch Ionen zu erzeugen, besteht darin, ein Gas unter einem bestimmten Druck p zwischen zwei Elektroden einem elektrischen Feld E auszusetzen.

$$E = \frac{U}{d} \quad , \quad (2.42)$$

wobei U die Spannung zwischen den Elektroden angibt und d deren Abstand. In Abb. 2.12 ist ein schematische Aufbau zur Erzeugung von Gleichspannungsentladungen gezeigt. Der Vorwiderstand  $R_{Vor}$  dient als regulierendes Element und begrenzt den Entladungsstrom.

In diesem Feld werden sich im Gas befindliche elektrische Ladungen bewegen, so dass es zu einem Stromfluß kommt. Es resultiert eine Gleichspannungsentladung:



**Abbildung 2.12:** Der Aufbau zur Erzeugung einer Gleichspannungsentladung ähnelt dem eines Plattenkondensators. Die Elektroden befinden sich in einem Gasvolumen. Bei den meisten Anordnungen steht dieses Gas unter einem niedrigen Druck von typischerweise einigen mbar.

### 2.1.7.1 Selbstständige und unselbstständige Entladung

Je nach Wahl der Parameter wird es zu verschiedenen Effekten und unterschiedlichen Charakteristiken der Entladung kommen. Am wichtigsten ist dabei zweifellos der Übergang von einer unselbstständigen Entladung hin zu einer selbstständigen. Auf diesen Zusammenhang soll im Folgenden näher eingegangen werden:

Zunächst gehen wir davon aus, dass an der Kathode  $N_0$  freie Elektronen starten. (Diese Elektronen können beispielsweise auf Grund der kosmischen Höhenstrahlung entstanden sein.) Bezeichnet man mit  $\alpha$  die Anzahl neutraler Gasteilchen, die ein Elektron auf einer Weglänge  $l$  ionisieren kann, so entstehen auf der gesamten Länge zwischen den Elektroden

$$N = N_0 \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \quad (2.43)$$

Elektronen und ebenso viele positive Ionen. (Die Produktion negativer Ionen sei hier vernachlässigt. Der "-1"-Term bezeichnet die Ursprungselektronen, zu denen es kein Partner-Ion gibt.)  $\alpha$  heißt erster Townsend-Koeffizient und ist abhängig von der Gassorte, dem Druck und der elektrischen Feldstärke  $E$ . In Zusammenhang mit dem Elektrodenabstand kann  $\alpha$  auch in Abhängigkeit von der Spannung ausgedrückt werden. (Der zweite Townsend-Koeffizient  $\eta$  ist analog zu  $\alpha$  definiert, wobei er die Fähigkeit der Ionen angibt, andere Gasteilchen zu ionisieren.) Da  $\eta$  erst ab sehr hohen Energien relevant wird, sei er hier vernachlässigt. [Reiter01]. Es sind also am Ende  $N$  weitere Elektronen und positive Ionen entstanden. Letztere werden nun zur Kathode hin beschleunigt. Dort erzeugt jedes Ion  $\gamma$  Sekundärelektronen, wobei  $\gamma$  als dritter Townsend-Koeffizienten definiert ist. Daraus resultieren nun  $\gamma \cdot e^{\alpha \cdot d} - 1$

Sekundärelektronen, welche wiederum durch das elektrische Feld zur Anode hin beschleunigt werden, auf dem Weg neutrale Teilchen ionisieren, usw....

Für die Gesamtzahl der Ladungsträger, lässt sich nun folgende Summe finden [Vogel97]:

$$N = N_0 \cdot (e^{\alpha \cdot d} + \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \cdot e^{\alpha \cdot d} + \gamma^2 \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)^2 \cdot e^{\alpha \cdot d} + \dots) \quad (2.44)$$

Dies stellt eine Geometrische Reihe dar. Diese konvergiert für  $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) < 1$  zu:

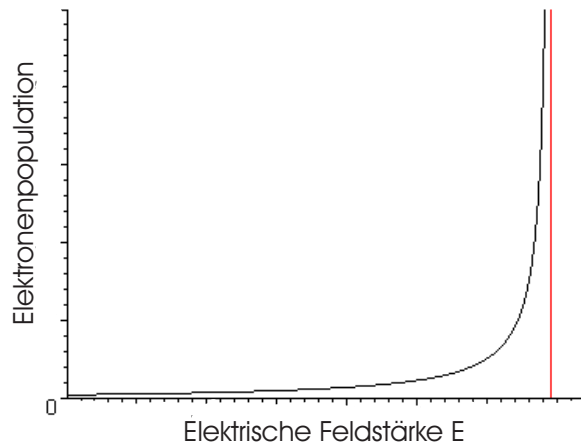
$$N = N_0 \cdot \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - (\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1))} \quad (2.45)$$

Für  $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \geq 1$  divergiert die Reihe. Anschaulich gesprochen heißt das, dass im konvergenten Fall keine selbstständige Entladung vorliegt. Im divergenten Fall hingegen kommt es zu einer Elektronenlawine, die sich selbst aufrecht erhält. Die Entladung verläuft dann selbstständig.

Die Bedingung

$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1 \quad (2.46)$$

kennzeichnet den Übergang zwischen nicht selbstständiger und selbstständiger Entladung. Gleichung (2.45) trägt den Namen *Townsend-Formel*. [Vogel97]



**Abbildung 2.13:** Schematische Darstellung der Elektronenpopulation in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke bzw. dem ersten Townsend-Koeffizienten  $\alpha$ . Die rote senkrechte Linie stellt die Grenze dar, bei der der Term  $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1$  wird. In ihrer Nähe findet ein explosionsartiger Anstieg der freien Elektronen statt. Jenseits dieser Linie verläuft die Entladung selbstständig.

Weiterhin fand Townsend folgende Näherungsformel:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E}} \quad (2.47)$$

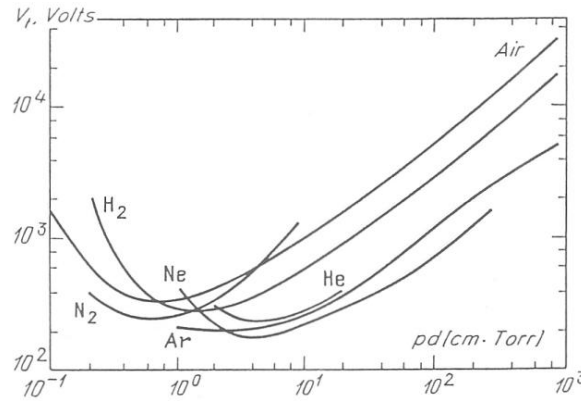
A und B bezeichnen gasspezifische Größen,  $p$  den Druck und  $E$  das elektrische Feld. Es soll nun diejenige Spannung gefunden werden, bei der die unselbstständige Entladung in eine selbstständige übergeht. Diese Spannung wird als Zündspannung bezeichnet. Durch Umstellen und Einsetzen von (2.42) und (2.47) erhält man:

$$\frac{\ln(\frac{\gamma+1}{\gamma})}{p \cdot d} = A \cdot e^{-\frac{B \cdot p \cdot d}{U}} \quad (2.48)$$

Lösen nach  $U$  ergibt:

$$U_{\text{Zünd}} = \frac{B \cdot (p \cdot d)}{C + \ln(p \cdot d)} \quad (2.49)$$

mit  $C = \ln(\frac{A}{\ln(\frac{1}{\gamma}+1)})$ . Bei gegebener Gassorte ist  $U_{\text{Zünd}}$  also eine Funktion des sogenannten reduzierten Druckes ( $p \cdot d$ ).



**Abbildung 2.14:** Die Paschenkurve beschreibt den Zusammenhang zwischen der Zündspannung und dem reduzierten Druck  $p \cdot d$ . [Schößler02]

Die Paschenkurve (Abb. 2.14) beschreibt diesen Zusammenhang. Für kleine Werte von ( $p \cdot d$ ) überwiegt der  $\ln(p \cdot d)$ -Term im Nenner von (2.49). Anschaulich bedeutet dieser Fall, dass immer weniger Teilchen im Volumen anzutreffen sind, so dass es immer unwahrscheinlicher wird, dass ein Stoß und damit eine Ionisation stattfindet. Für große Werte von ( $p \cdot d$ ) steigt die Kurve nahezu linear an, da der Beitrag durch den Logarithmus-Term immer unbedeutender wird. Der Anstieg ist in diesem Fall darauf zurückzuführen, dass es durch die vielen Stöße immer schwerer für die Elektronen wird, genügend Energie für eine Ionisation aufzunehmen. Daher hat die Paschenkurve immer ein Minimum bei [Vogel97]:

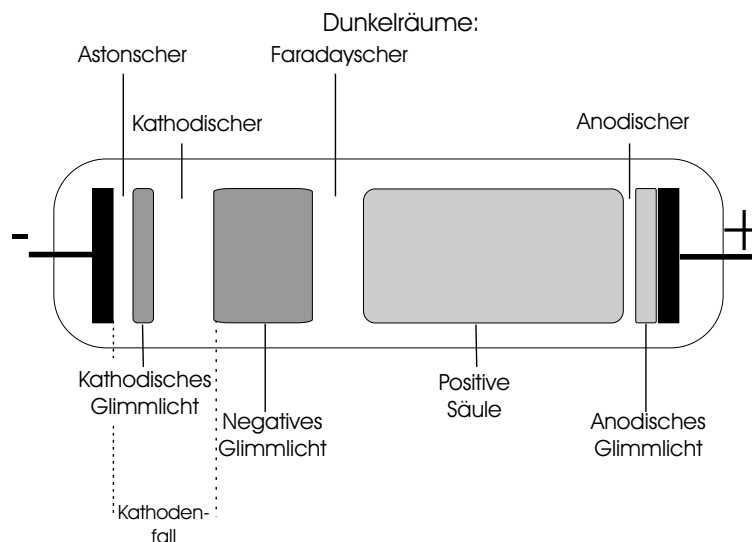
$$(p \cdot d)_{\min} = e^{1-C} = \frac{2,72}{A} \cdot \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (2.50)$$

$$U_{\text{Zünd,min}} = \frac{B \cdot 2,72}{A} \cdot \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (2.51)$$

### 2.1.7.2 Die Glimmentladung

Jenseits der Zündspannung tritt eine selbstständige Entladung auf, die Glimmentladung. Ist die Glimmentladung erst einmal in Gang gebracht, ist es aber durch erzeugte Raumladungseffekte möglich, die Spannung bis weit unter die zur Zündung notwendige Spannung fallen zu lassen, ohne dass der Prozess dadurch zum Erliegen gebracht wird. Die Spannung, bei der die Entladung schließlich wieder zu einer unselbstständigen zurückkehrt, heißt Löschspannung.

Innerhalb des Volumens zwischen den Elektroden gibt es diverse Bereiche, die von unterschiedlichen physikalischen Prozessen geprägt sind [Piel99]. In Abb. 2.15 sind die verschiedenen Teile der Glimmentladung schematisch dargestellt: Zunächst werden durch an der Kathode auftreffende Ionen Sekun-



**Abbildung 2.15:** Bei einer Glimmentladung treten charakteristische Leuchterscheinungen auf. Dunkelräume wechseln sich mit den diversen Glimmerscheinungen ab.

därelektronen erzeugt. Diese haben eine Austrittsenergie von etwa 1 eV. Diese Energie genügt nicht, um Gasteilchen anzuregen, was zu einem dunklen Bereich direkt vor der Kathode führt, dem *Astonschen Dunkelraum*. Im elektrischen Feld gewinnen die Elektronen allerdings schnell an Energie. An der Stelle, an der die Elektronen genug Energie für eine Anregung aufgenommen haben, beginnt das *Kathodische Glimmlicht*. Nacheinander werden die unterschiedlichen Energieniveaus angeregt, weswegen eine spektrale Abgrenzung innerhalb des Kathodischen Glimmlichts möglich ist. Bei noch höheren Elektronenenergien wird das Anregungsmaximum überschritten und es bildet sich der *Kathodische Dunkelraum*. In diesem Bereich findet zwar kaum bis gar keine Anregung mehr statt, doch kommt es zu einer Flut von Ionisationen. Daher gibt es nach einer gewissen Strecke sehr viele Elektronen mit

mittlerer Energie, so dass nun wieder Anregungen stattfinden können. Es beginnt das *Negative Glimmlicht*. Bis zu diesem Punkt ist fast die gesamte Spannung abgefallen. Man bezeichnet den Bereich von der Kathode bis zur anfänglichen Kante des Negativen Glimmlichtes als *Kathodenfall*. Das Negative Glimmlicht selbst ist nahezu feldfrei, weshalb die Elektronen weiterhin ihre Energie in elastischen Stößen abgeben. Daher ist es nicht besonders verwunderlich, dass die Spektralfarben des Negativen Glimmlichtes in umgekehrter Reihenfolge wie beim Kathodischen Glimmlicht auftreten, bei dem die Elektronen in Richtung zur Anode an Energie gewannen. Schließlich haben die Elektronen so viel Energie verloren, dass auch keine Anregung mehr stattfinden kann. Es schließt sich nun der *Faradaysche Dunkelraum* an.

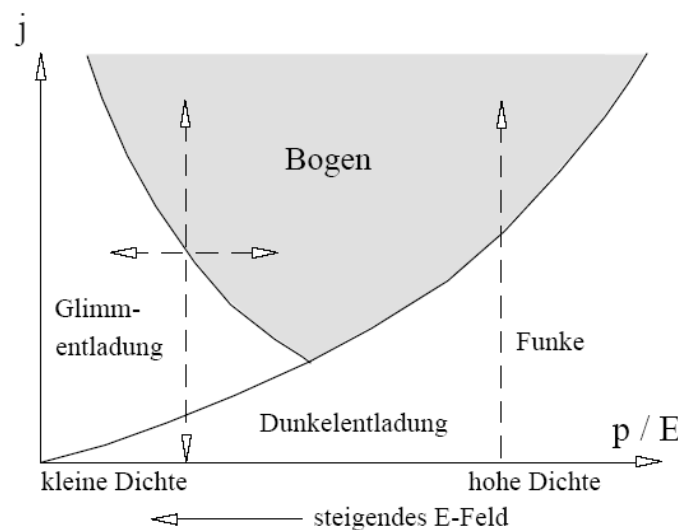
Im weiteren Verlauf steigt die elektrische Feldstärke in Längsrichtung schwach an und bleibt dann über einen weiten Bereich nahezu konstant. In diesem Abschnitt existiert ein Gleichgewicht aus Ladungserzeugung und Verlusten, durch radiale Diffusion und Rekombination. In diesem Bereich, der *Positiven Säule*, kommt es außerdem zu einer gleichmäßigen Anregung und damit auch zu einer Leuchterscheinung. Nahe der Anode steigt das Feld nochmals an, so dass es analog zur Kathode zum *Anodischen Dunkelraum* und zum *Anodischen Glimmlicht* kommt. Da die Definition eines Plasmas von Quasineutralität ( $n_- = n_+$ ) und von kollektivem Verhalten ( $r \gg \lambda_D$ ) geprägt ist, sind nur das negative Glimmlicht und die positive Säule in diesem Sinne als Plasma anzusehen.

Während die Länge des Kathodenfalls von der angelegten Spannung, der Gasart, dem Druck und dem Kathodenmaterial abhängig ist, variiert die Länge der Positiven Säule mit der Länge der Anordnung. Die Spannung, die über der Positiven Säule abfällt, ist proportional zu ihrer Länge. Da bei gegebener Gassorte, Druck, Kathode und Spannung die räumliche Ausdehnung des Kathodenfalls konstant bleibt, aber andererseits die Prozesse zur Aufrechterhaltung der Entladung genau dort stattfinden, ist die Länge der Positiven Säule so gut wie frei wählbar. Dies wird sich unter anderem bei Leuchtstoffröhren zu Nutze gemacht.

### 2.1.7.3 Bogenentladungen

Bei weiter zunehmendem Entladungsstrom wird die Kathode durch die von Ionen deponierte Energie stark aufgeheizt. Es bilden sich lokale heiße Flecken auf der Kathode. Ab einer kritischen Temperatur emittiert die Kathode an einer solchen Stelle Elektronen. Diese Glühemission, die bei starken Feldern unter Umständen noch durch Feldemission unterstützt werden kann, besitzt eine erheblich höhere Effizienz und Ausbeute als die Sekundäremis-

sion durch die auftreffenden Ionen. Werden nun an dieser Stelle viele Elektronen emittiert, so bildet sich eine starke Raumladung, so dass die Ionen nun bevorzugt auf die bereits heiße Stelle auftreffen werden und so diesen Ort auf der Kathode weiterhin heizen. Auf diese Art und Weise verstärkt sich der Prozess von selbst. Es kommt zu Entladungskanälen, in denen die Stromdichte Werte von bis zu  $5000 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$  annehmen kann. Auf Grund dieser leitenden Kanäle bezeichnet man diese Entladungsform als *Bogenentladung*. Die erheblich höhere Elektronenpopulation bei dieser Entladungsform senkt den elektrischen Widerstand erheblich, so dass über dem Plasma lediglich eine Spannung von einigen Zehn Volt abfällt. Die Verteilung des elektrischen Feldes ist wie auch bei der Glimmentladung hochgradig inhomogen. Je nach Druck und Stärke des elektrischen Feldes kann es auch zu direkten Übergängen von einer Dunkelentladung zu einer Bogenentladung kommen. Abb.2.16 zeigt diesen Zusammenhang:



**Abbildung 2.16:** Übergänge der unterschiedlichen Entladungsformen in Abhängigkeit von  $\frac{p}{E}$  sowie von der Stromdichte  $j$ . [Behringer01]



**Abbildung 2.17:** Ein Blitz ist eine Form der in der Natur vorkommenden Bogenentladungen.

Blitze sind wohl die spektakulärsten Vertreter dieser Entladungsform. (siehe Abb. 2.17)

#### 2.1.7.4 Überblick über die verschiedenen Entladungsformen einer Gleichspannungsentladung

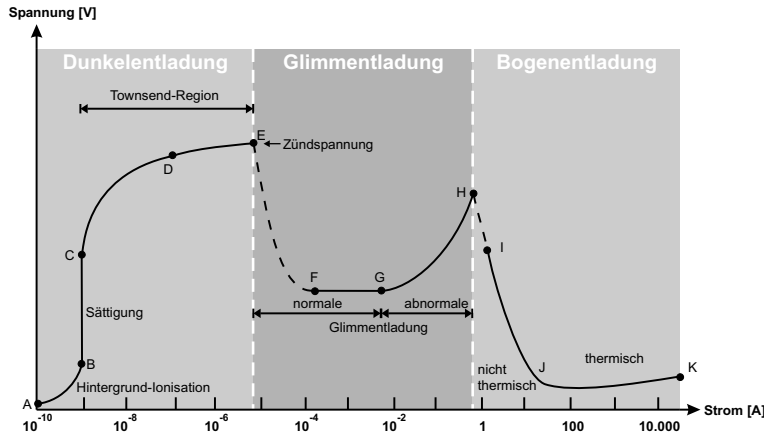


Abbildung 2.18: U-I Kennlinie einer Gleichspannungsentladung [Schößler02]

Abbildung 2.18 zeigt die in drei Teile untergliederte Strom-Spannungskennlinie einer Gleichspannungs-Entladung. Die Buchstaben A bis K geben charakteristische Punkte in der Kurve an, bei denen sich die physikalischen Prozesse verändern. Insbesondere der elektrische Widerstand  $R = \frac{U}{I}$  hängt stark vom stattfindenden Prozess ab. Der differentielle Widerstand  $\frac{\partial U}{\partial I}$  weist an einigen Stellen sogar negative Werte auf, was auf einen Prozess hindeutet, bei dem der Entladestrom zunimmt, obwohl gleichzeitig die Spannung über der Entladung fällt. Aus diesem Grund ist es wichtig, in einem Aufbau zur Erzeugung von Gleichspannungsentladungen einen Vorwiderstand (vgl. Abb. 2.12) zu benutzen. (Wird ein analoger Aufbau mit Wechselstrom betrieben, ersetzt eine Drosselspule den Vorwiderstand.)

Im Folgenden soll Abb. 2.18 näher erläutert werden:

Im ersten Teil zwischen den Punkten A und B, also bis etwa  $1 \cdot 10^{-9} \text{ A}$ , stammen so gut wie alle erzeugten Ladungsträger aus einer Fremdionisation. Dies kann beispielsweise durch kosmische Höhenstrahlung oder radioaktive Strahlung geschehen. In dieser Region stammen keine Ladungsträger aus Stoßprozessen der erzeugten Ladungsträger mit dem Restgas. Der darauf folgende Bereich, etwa zwischen  $1 \cdot 10^{-9}$  und  $1 \cdot 10^{-5} \text{ A}$ , ist die sogenannte Townsend-Region. In diesem Abschnitt gehorcht die Entladung der Townsend-Formel (2.45). Es handelt sich hierbei immer noch um eine un-selbstständige Entladung, d.h.  $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)$  ist kleiner als 1 (vgl. Gl. (2.44) und (2.45)). Bis hierher bezeichnet man die Entladung als Dunkelentladung. Durch die wenigen Ladungsträger kommt es nur zu wenigen Stoßprozessen, so dass allenfalls ein leichtes "dunkles" Schimmern zu erkennen ist.



Am Ende dieser Region wird an Punkt E die Zündspannung erreicht. Die Entladung geht nun in eine selbstständige Glimmentladung über. Die Spannung fällt ab und bleibt bis etwa 10 mA nahezu konstant. Wie schon der Name "Glimmentladung" vermuten lässt, kommt es zu deutlichen Leuchterscheinungen. Sowohl das Restgas als auch die Elektroden bleiben im Bereich der Glimmentladung weitgehend kalt. Nur die freien Elektronen erfahren eine nennenswerte Aufheizung.

Nimmt die Stromstärke immer mehr zu, findet schließlich eine lokale Aufheizung der Elektrode statt. Im Bereich dieser lokalen Aufheizung können jetzt Elektronen emittiert werden. Während bei der Glimmentladung noch eine nahezu gleichmäßige Verteilung der Stromdichte zwischen den Elektroden herrschte, bilden sich nun, durch die lokale Aufheizung begünstigt, Entladungskanäle aus, in denen die Stromdichte Werte von 400 bis 5000  $\frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$  erreichen kann. Die Leitfähigkeit des Plasmas nimmt bei einer solchen Bogenentladung erheblich zu und der Ohmsche Widerstand fällt stark ab. Die Plasmaspannung fällt durch die Abnahme des elektrischen Widerstandes auf charakteristische Werte im Bereich von 10 - 50 V. [Schrader02]

## 2.2 Thermodynamik des Überschall-Gasjets

Die in dieser Arbeit vorgestellte Ionenquelle soll in der Lage sein, kalte Ionen zu erzeugen. Während in den vorangegangenen Kapiteln die Erzeugung der Ionen im Vordergrund stand, soll nun das Prinzip der Kühlung verdeutlicht werden. Diese Kühlung erfolgt über einen thermodynamischen Prozess bei einer Überschall-Gasexpansion:

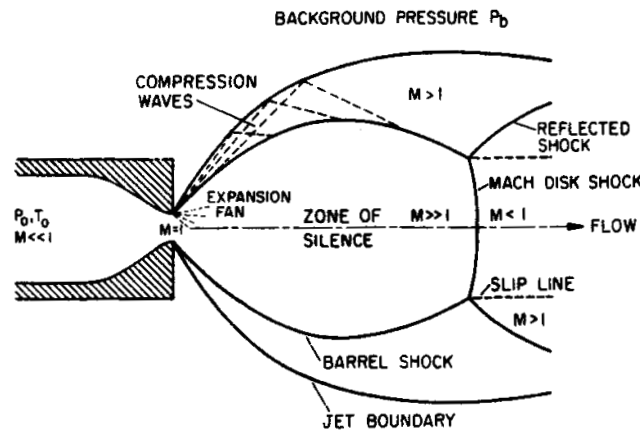
Sind zwei Gasvolumen unterschiedlichen Druckes durch eine Öffnung miteinander verbunden, so wird Gas von dem Volumen größeren Druckes in das Volumen kleineren Druckes strömen. Die Art der Strömung hängt dabei maßgeblich vom Verhältnis der Drücke zueinander ab. Ist das Verhältnis  $\frac{p_{\text{vor}}}{p_{\text{vac}}}$  groß genug, kann sich eine Überschall-expansion und damit ein Überschallgasjet ausbilden. Die Expansion ist in diesem Fall adiabatisch, es wird keine Wärme mit der Umgebung ausgetauscht, ( $\delta Q = 0$ ). Während des Ausdehnungsprozesses gleicht sich durch Stöße der Gasteilchen untereinander die Geschwindigkeit der Partikel gegenseitig an, bis im idealen Fall alle Teilchen gleich schnell sind und sich geradlinig von der Düse entfernen. Dies bedeutet, dass die interne Temperatur  $T$  der Teilchen dabei erheblich abkühlt und gegen Null strebt. Eine gutes Maß für die "Qualität" des Jets ist das so genannte "Speedratio"

S. Es ist definiert durch die Wurzel aus dem Quotient aus kinetischer und thermischer Energie [ToenWink77]:

$$S = \sqrt{\frac{\frac{1}{2} \cdot m \cdot v_{jet}^2}{k_B \cdot T}} \quad , \quad (2.52)$$

wobei  $m$  die Masse des Gasteilchens,  $v_{jet}$  die resultierende Geschwindigkeit des Gasjets und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante darstellt.

Es bildet sich im Verlauf der Expansion eine Region aus, in der keine weiteren Stöße der Teilchen untereinander stattfinden. Diese Region heißt "Zone of Silence" (siehe Abb. 2.19).



**Abbildung 2.19:** Skizze einer Überschallexpansion. Der Bereich, in dem sich die Teilchen mit Überschallgeschwindigkeit bewegen, wird "Zone of Silence" genannt.[Scoles88]

### 2.2.1 Theoretische Veranschaulichung des Kühlungsprozesses in einer Überschallexpansion

In Anlehnung an [Zrost02] sei nun eine vereinfachte Darstellung der thermodynamischen Vorgängen im Verlauf einer Überschall-Expansion dargelegt:

Zur Veranschaulichung sei angenommen, die Strömung würde an einem beliebigen Ort vor der Düse mit der Geschwindigkeit  $v_0$  starten. Entlang einer Strömungslinie betrachtet man nun ein zylinderförmiges Volumenelement:

$$\Delta V = A \cdot \Delta s \quad , \quad (2.53)$$

mit dem Querschnitt  $A$  und der Länge  $\Delta s$ . In diesem Volumenelement befindet sich bei gegebener Dichte  $\rho$  die Masse:

$$\Delta m = \rho \cdot \Delta V \quad (2.54)$$

Das Volumenelement soll so klein gewählt werden, dass darin alle Zustandsgrößen und die Geschwindigkeit als konstant angenommen werden können. Auf diejenige Seite des Volumenelementes, die der Strömungsquelle zugewandt ist, wirkt die Kraft

$$F_1 = A \cdot p \quad , \quad (2.55)$$

auf die andere Seite die Kraft:

$$F_2 = A \cdot (p - \frac{dp}{ds} \cdot \Delta s) \quad (2.56)$$

Differenzbildung ergibt:

$$\Delta F = -(\frac{dp}{ds} \cdot \Delta s) \cdot A \quad (2.57)$$

Diese resultierende Kraft wirkt nun auf das Massenelement  $\Delta m$  und führt zu einer Beschleunigung  $a$ :

$$\Delta F = -(\frac{dp}{ds} \cdot \Delta s) \cdot A = \Delta m \cdot a \quad (2.58)$$

Mit (2.54), (2.53) und  $a = \frac{dv}{dt}$  folgt dann:

$$-(\frac{dp}{ds} \cdot \Delta s) \cdot A = \rho \cdot A \cdot \Delta s \cdot \frac{dv}{dt} \quad (2.59)$$

Der Übersicht halber wurden bisher die mit dem Volumenelement assoziierten Größen mit einem  $\Delta$  versehen, obwohl es sich auch bei diesen Größen in Wirklichkeit um Infinitesimale handelt, was unter anderem durch die Voraussetzung der Konstanz der Zustandsgrößen innerhalb des Volumenelementes zu ersehen ist. Im Folgenden werden die  $\Delta$  durch infinitesimale  $d$  ersetzt. Dadurch wird es möglich, die Gleichung weiter zu vereinfachen und schließlich zu lösen:

$$-(\frac{dp}{ds} \cdot ds) \cdot A = \rho \cdot A \cdot ds \cdot \frac{dv}{dt} = \rho \cdot A \cdot ds \cdot \frac{dv}{ds} \frac{ds}{dt} \quad (2.60)$$

Daraus folgt die Bernoullische Gleichung in differentieller Form:

$$-\frac{dp}{\rho} = v \cdot dv = \frac{1}{2} \cdot dv^2 \quad (2.61)$$

Nun ist  $\rho$  in diesem Fall nicht konstant, sondern hängt vom Druck  $p$  ab. Da es sich um eine adiabatische Expansion handelt, ist der gesuchte Zusammenhang über die Adiabatangleichung gegeben:

$$\frac{p}{p_0} = (\frac{V}{V_0})^{-\kappa} = (\frac{T}{T_0})^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = (\frac{\rho}{\rho_0})^{\kappa} \quad (2.62)$$

$\kappa$  bezeichnet den Adiabatenexponent. Er ist definiert als Quotient aus spezifischer Wärmekapazität bei konstantem Druck zu spezifischer Wärmekapazität bei konstantem Volumen:

$$\kappa = \frac{c_p}{c_V} = \frac{f+2}{f} \quad (2.63)$$

$f$  bezeichnet die Anzahl der Freiheitsgrade der Teilchen. Ein monoatomares Gasteilchen besitzt beispielsweise nur die drei Translationsfreiheitsgrade ( $f = 3$ ) und damit den Adiabatenexponent  $\kappa = \frac{5}{3}$ .

Aus Gleichung (2.62) lässt sich bereits die Temperaturentwicklung bei einer adiabatischen Expansion ansehen:

$$T = T_0 \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (2.64)$$

Ferner folgt aus Gleichung (2.62):

$$\rho = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot \rho_0 \quad (2.65)$$

Durch Einsetzen von (2.65) in (2.61) und anschließendes Integrieren von der Stelle 0 mit  $(s_0, v_0 = 0, p_0, \rho_0)$  bis zur Stelle  $x$  mit  $(s_x, v_x, p_x, \rho_x)$  lässt sich eine Lösung für  $v_x$  finden:

$$-\frac{1}{\rho_0} \cdot \int_{p_0}^{p_x} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{1}{\kappa}} dp = \int_{v_0}^{v_x} v dv = \frac{1}{2} \cdot v_x^2 \quad (2.66)$$

$$v_x = -2 \cdot \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{1}{\rho_0} \cdot \left(\frac{1}{p_0}^{-\frac{1}{\kappa}} \cdot p_x^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - p_0\right) \quad (2.67)$$

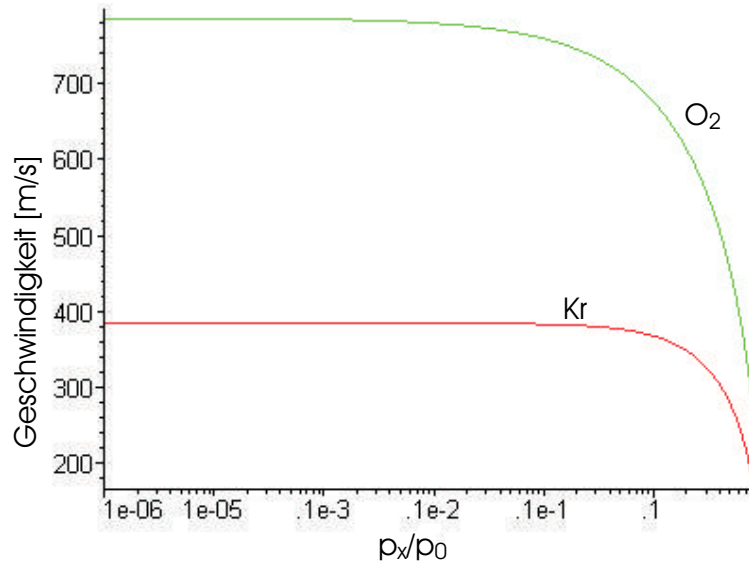
Durch Umformung und durch Ersetzen von  $\frac{p_0}{\rho_0}$  durch  $\frac{k_B \cdot T_0}{m}$ , wobei unter  $m$  die atomare Masse des Gases zu verstehen ist, ergibt sich:

$$v_x = \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{k_B \cdot T_0}{m} \cdot \left(1 - \frac{p_x^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{p_0^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}\right)} \quad (2.68)$$

Diese Gleichung hängt abgesehen von der Teilchensorte ( $\kappa, m$ ) und der Ruhetemperatur des Gases nur noch vom Verhältnis des Druckes nach der Expansion zu dem Druck vor der Expansion ab. Für den Fall, dass das Verhältnis  $\frac{p_x}{p_0}$  gegen Null geht, nähert sich die Geschwindigkeit des Gases einer Maximalgeschwindigkeit  $v_{max}$  an (vgl. [RandSmith90]):

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{k_B \cdot T_0}{m}} \quad (2.69)$$

In Abb. 2.20 ist die Endgeschwindigkeit des Jets in Abhängigkeit des Verhältnisses  $\frac{p_x}{p_0}$  dargestellt.

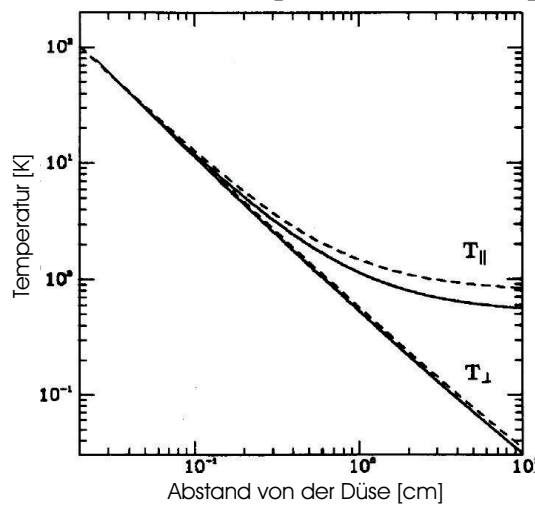


**Abbildung 2.20:** Endgeschwindigkeiten von Krypton und Sauerstoff bei einer adiabatischen Überschallexpansion in Abhängigkeit vom Verhältnis des Enddruckes zu Anfangsdruck ( $\frac{p_x}{p_0}$ ). Die Ausgangstemperatur  $T_0$  beträgt 300 K.

Mit (2.52) und (2.69) gilt für das Speedratio:

$$S^2 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{T_0}{T} = \frac{f + 2}{2} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (2.70)$$

Die bisherigen Ausführungen gingen von einer Bewegung entlang einer Strömungslinie aus, d.h. die gemachten Aussagen beziehen sich auf die Komponenten parallel zur Strahlrichtung. In Abb. 2.21 sind sowohl die Parallelkomponente als auch die senkrechte Komponente der Temperatur in Abhängig-



**Abbildung 2.21:** Entwicklung der Temperaturkomponenten von Argon in Abhängigkeit vom Abstand zur Düse. Die Anfangstemperatur beträgt 300 K. Die durchgezogene Linie stammt aus Berechnungen von Randeniya und Smith, die gestrichelte von Klots. [RandSmith90]

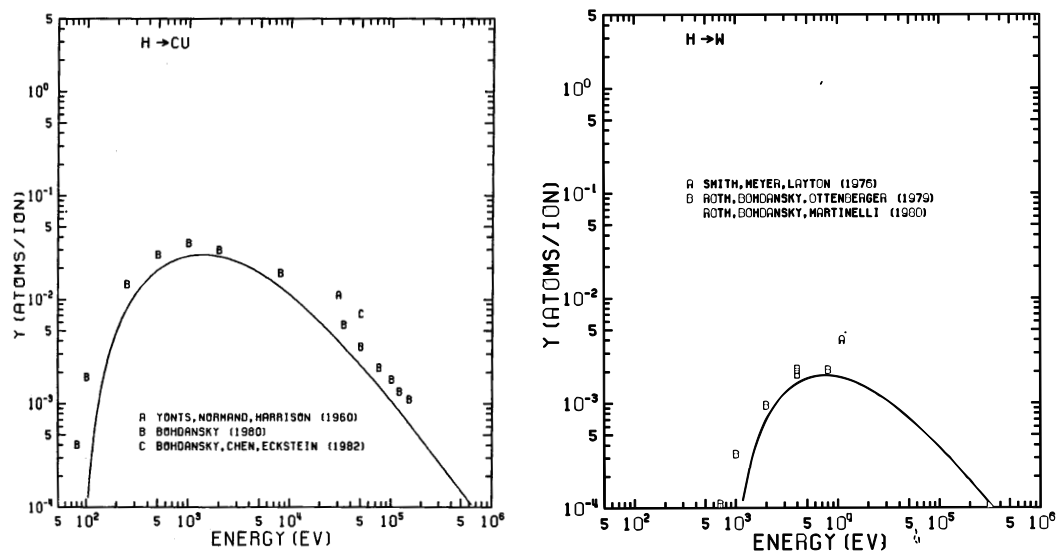
keit vom Abstand zu der Düse abgebildet. Die Kühlung in senkrechter Richtung ist eine Form der geometrischen Kühlung:

In dem Bereich der *zone of silence* bewegen sich die Gasteilchen wechselwirkungsfrei und daher geradlinig. Taucht nun eine kegelförmige Lochblende, genannt Skimmer, in den Bereich der *zone of silence* ein, so kann ein Teil des Jets aus dem Strahl herausgeschält werden. Die senkrechten Geschwindigkeitskomponenten werden dann durch das Verhältnis der Skimmeröffnung zum Abstand des Skimmers von der Düse begrenzt.

Die Herleitung der bisherigen Formeln bedient sich in erster Linie thermodynamischer Gleichungen. Diese gelten jedoch streng genommen nur in statischen oder bestenfalls noch quasistatischen Fällen, also in Gleichgewichtsprozessen. Betrachtet man die Expansion nicht nur in Strömungsrichtung, sondern als wirkliche dreidimensionale Expansion, liegt allerdings in keiner Form mehr ein Gleichgewichtsprozess vor. Eine umfassende Behandlung, die auch dieses Problem mit einschließt, findet sich in [RandSmith90] und [ToenWink77].

## 2.3 Ionensputtern

Treffen Ionen mit einer kinetischen Energie  $E$  auf eine Oberfläche, so besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass ein solches Ion ein Atom aus der Oberfläche auslöst. Auf diese Weise kommt es nach und nach zu einem Abtragen der Oberfläche. Diesen Prozess bezeichnet man als *Sputtern*. Da bei Gleichspannungsentladungen ununterbrochen positive Ionen auf die Kathode treffen, werden außer Elektronen auch Atome ausgelöst. Die Ausbeute, wie viele Atome des Kathodenmaterials pro auftreffendes Ion freigesetzt werden, bezeichnet man mit dem Ausdruck *Sputtering Yield*. Wie groß diese Ausbeute ist, hängt außer von der Energie der Projektile nur noch von Materialeigenschaften des Projektils und des Targets ab: Insgesamt lässt sich eine empirische Formel für den Sputtering Yield finden. Diese ist allerdings äußerst unhandlich. Eine Darstellung findet sich in Anhang B.1 und ausführlich in [Matsunami84]. In Abb. 2.22 sind die Sputterraten für Wasserstoff auf Kupfer und Wasserstoff auf Wolfram gegenübergestellt. Es fällt deutlich auf, dass Wolfram eine sehr viel niedrigere Sputterrate aufweist als Kupfer. Während im Maximum der Wolfram-Kurve nur jedes 500ste Ion ein Atom auslöst, genügen beim Kupfer rund 33 Ionen, um ein Kupferatom freizusetzen. Bei einer Ionenenergie von 100-800 V ergeben sich die Sputterraten unterschiedlicher Kathoden bei unterschiedlichen Projektilen zu Werten, die in Abb. 2.23 zusammengestellt sind.



**Abbildung 2.22:** Die Sputterraten  $Y$  für Wasserstoff als Projektil auf Kupfer (links) und auf Wolfram (rechts). [Matsunami84]

E = 400eV					E=800 eV				
Projektil \ Target	Target				Projektil \ Target	Target			
	Cu	W	Au			Cu	W	Au	
He	0,186	0,00691	0,0741		He	0,242	0,0202	0,133	
O	0,953	0,167	0,625		O	1,35	0,292	0,964	
H	0,0155	0	1,38E-05		H	0,0243	4,12E-08	0,003	
N	0,846	0,138	0,538		N	1,18	0,243	0,832	

**Abbildung 2.23:** Sputterraten für 400 eV und 800 eV Ionenenergie.





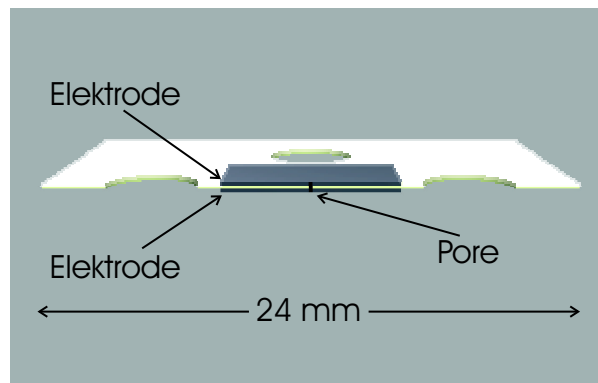
## 3. Experimenteller Aufbau

Der Aufbau der Ionenquelle lässt sich schematisch sehr kurz und trotzdem vollständig beschreiben: In einer Gleichspannungsentladung mit Gasdurchfluss werden Ionen erzeugt, welche anschließend beschleunigt werden. Über ein magnetisches Massenspektrometer erfolgt die Aufspaltung in das Masse-zu-Ladung-Verhältnis der Ionen. Die Ionenstrommessung erfolgt über einen Faraday-Cup mit Schlitzblende. Die Daten werden schließlich mit Hilfe eines dafür innerhalb der Software LabVIEW erstellten Programmes elektronisch verarbeitet und ausgegeben.

### 3.1 Mikrostruktur-Elektroden (MSE)

Das Kernstück der Ionenquelle ist eine "Mikrostruktur-Elektrode", im Folgenden kurz mit MSE bezeichnet. Im Wesentlichen besteht sie aus zwei Elektroden, die durch eine sehr dünne Isolatorschicht elektrisch getrennt werden. Durch diese drei dünnen Schichten verläuft eine Pore, in der eine Entladung gezündet werden kann. Vier Löcher in der im Vergleich zu den Elektroden viel größeren Keramik erlauben es, die MSE an der Halterung festzuschrauben. Abb. 3.1 zeigt das in dieser Arbeit zu Grunde liegende Modell.

Die Geometrie der MSE entspricht vom elektrischen Standpunkt im Wesentlichen der eines Plattenkondensators, in dem eine Gleichspannungsentladung gezündet werden kann. Es entsteht in der durch alle drei Schichten verlaufenden Pore ein Plasma, in dem Ionen erzeugt werden. Des Weiteren kann man die Pore auch als Expansionsdüse benutzen (siehe Kapitel 2.2). Wählt man die Druckverhältnisse nun derart, dass es zu einer Überschall-Expansion kommt, während man durch eine hinreichend große Spannung zwischen den Elektroden ein Plasma innerhalb der Pore betreibt, so wird dieses mit der Gasström-



**Abbildung 3.1:** Schnitt durch eine Mikrostruktur-Elektrode (MSE). Die Isolatorschicht besteht bei der neuesten Generation aus einem  $100\ \mu\text{m}$  dünnen Keramikplättchen. Die Elektroden sind aus Wolfram. Durch alle drei Schichten ist mittels eines Lasers eine Pore gebohrt. Der Durchmesser der Pore beträgt 60 oder  $100\ \mu\text{m}$ .

mung aus der Pore herausgedrückt. Dabei durchlaufen sowohl neutrale Gaspartikelchen als auch die im Plasma erzeugten Ionen den Kühlungsprozess der Expansion und es resultiert ein *Plasmajet*.

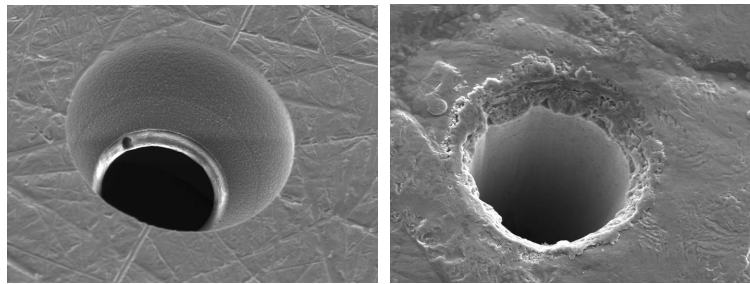
Da die elektrische Geometrie der eines Plattenkondensators ähnelt, ist das Feld in der Nähe der Porenmittellachse weitgehend homogen. Anhand der Paschenkurve (Abb. 2.14) und des Plattenabstands von  $100\ \mu\text{m}$  lässt sich der Druck ausrechnen, bei dem ein bestimmtes Gas im Paschenminimum liegt, also eine minimale Spannung zum Zünden der selbstständigen Entladung notwendig ist. So ist beispielsweise bei Helium das Minimum etwa bei 0,3 bar Druck innerhalb der Düse anzutreffen. Die Zündspannung ist dann in der Größenordnung einiger 100 V. Es ist daher recht einfach eine selbstständige Entladung zu gewährleisten. Über einen Vorwiderstand lässt sich der Plasmastrom auf Werte im Bereich von 0,2 mA begrenzen, was bedeutet, dass bei überwiegend einfach geladenen Ionen etwa  $10^{16}$  Teilchen pro Sekunde auf das Elektrodenmaterial auftreffen. Dieses Bombardement aus geladenen Teilchen stellt hohe Anforderungen an das Elektroden- und Isolatormaterial.

### 3.1.1 Historische Entwicklung der MSE

Die ersten Mikrostruktur-Elektroden bestanden aus einer Glaselektrode, auf die Aluminium-, Chrom- oder Platinelektroden aufgebracht wurden. Der hauptsächliche Nachteil dieses Designs besteht darin, dass der Elektrodenabstand nicht weniger als  $300\ \mu\text{m}$  betragen kann und auch keine Poren mit einem kleineren Durchmesser als  $100\ \mu\text{m}$  möglich sind. Die zweite Generation bestand aus einer Kaptonfolie, auf die beidseitig Kupferelektroden aufgebracht wurden. Diese MSE sind relativ einfach und billig herzustellen, allerdings wird das Kapton erheblich durch die im Plasma entstehende UV-Strahlung sowie durch hohe Temperaturen und direkte Ioneneinwirkung an-

gegriffen, so dass es nach kurzer Zeit zu Kurzschlüssen zwischen den Elektroden kommt.

Die Weiterentwicklung dieses MSE-Typs bestand aus einem  $250\text{ }\mu\text{m}$  dicken Keramik-Plättchen ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) als Isolator, auf das zwei je  $200\text{ }\mu\text{m}$  dicke Kupferelektroden aufgebracht wurden. Die Keramik erweist sich als sehr viel widerstandsfähiger gegenüber den Plasmaeinwirkungen als die vorher verwendete Kaptonfolie, so dass praktisch keine Abnutzungserscheinungen während der Lebensdauer der MSE zu bemerken sind. Die Kupferelektroden zeigen hingegen starke Verschleißerscheinungen. Durch Ionensputtern wird die Kupferkathode allmählich abgetragen. Das elektrische Feld wird dabei zunehmend inhomogener und im Bereich der Pore deutlich schwächer, so dass nach einigen Stunden Betriebsdauer das Plasma nicht mehr stabil brennt und die selbstständige Entladung schließlich ganz zum Erliegen kommt. Wie lange die Lebensdauer der MSE beträgt, hängt von der Sputterratenrate (siehe Kapitel 2.3 bzw. Abb. 2.22 und Anhang B) und dem Ionenstrom, bzw. der Anzahl der auftreffenden Ionen ab.

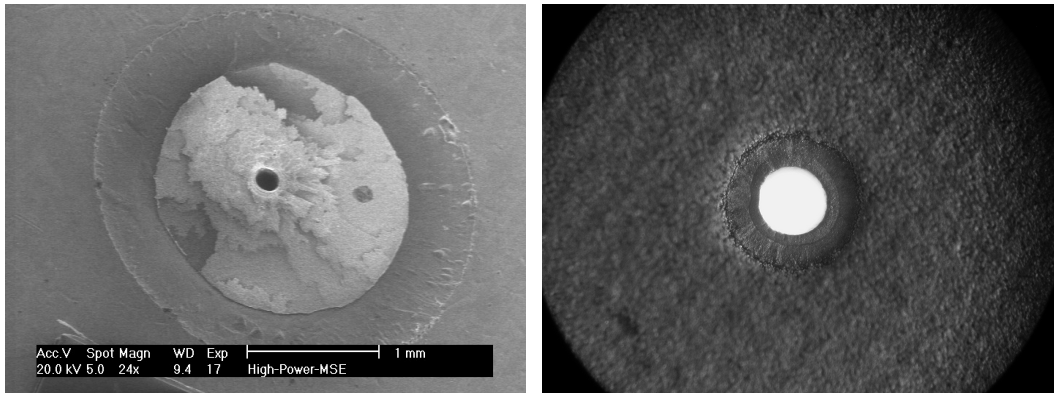


**Abbildung 3.2:** Raster-Elektronen-Mikroskopaufnahmen zweier verschiedener unbenutzter MSE-Typen: Links: Die Kapton-MSE wird über einen Ätzprozess hergestellt. Das Verfahren ist preisgünstig und liefert sehr saubere Ergebnisse. Rechts: Die Keramik-MSE muss mit einem Laser gebohrt werden. Die Produktion wird erheblich aufwendiger und teurer. Die Porenqualität ist deutlich schlechter als die der geätzten MSE.

Im Gegensatz zu den vorhergehenden MSE-Varianten ist der Herstellungsprozess der Keramik-MSE viel komplizierter und daher auch teurer. Die auf Glas oder Kapton basierten Varianten konnten geätzt werden. Dieses Verfahren ist preisgünstig, bietet die Möglichkeit, mehrere Poren zur gleichen Zeit herzustellen, und liefert eine gleichmäßige "Kraterform" der Poren. Die Keramik-basierten MSE müssen dahingegen mit einem Laser gebohrt werden, was einen erheblich höheren technischen Aufwand bedeutet. Außerdem werden die Randgebiete der Poren deutlich schlechter. Abb. 3.2 zeigt eine Gegenüberstellung der Kraterformen einer geätzten Kapton-MSE und einer lasergebohrten Keramik-MSE. Die Nachteile können jedoch zu Gunsten der längeren Lebensdauer in Kauf genommen werden.

Eine weitere Verbesserung der Lebensdauer ergab sich durch die Verwendung

von Wolfram als Elektrodenmaterial. Die MSE-Produktion durch die Firma (Rubalit,®CeramTec) ermöglichte weiterhin, zu Isolatorstärken von 100  $\mu\text{m}$  zu gelangen. Die Wolframelektroden können allerdings technisch bedingt nur 25  $\mu\text{m}$  dick auf die Keramik aufgebracht werden. Doch obwohl die Elektroden nur noch 1/8 der Dicke der Kupferelektroden haben, hat sich die Lebensdauer um etwa ein Zehnfaches erhöht. Dieses Design wird derzeit verwendet und



**Abbildung 3.3:** Links: REM- Aufnahme einer Kupfer-MSE nach mehrstündigem Betrieb bei hohem Plasmastrom. Die Kathode ist in einem sehr weiten Bereich um die Pore (als schwarzer Punkt in der Kratermitte zu sehen) vollkommen weggesputtert worden, so dass ein stabiler Betrieb nicht mehr möglich ist. Rechts: Aufnahme einer benutzten Wolfram-MSE mit einem normalen Lichtmikroskop. Auch hier sind deutliche Sputterspuren zu sehen. Die Pore ist als weißer Kreis zu erkennen. Der Bereich, in dem sich keine Elektrode mehr befindet, ist ein Kreis mit etwa doppeltem Porenradius.

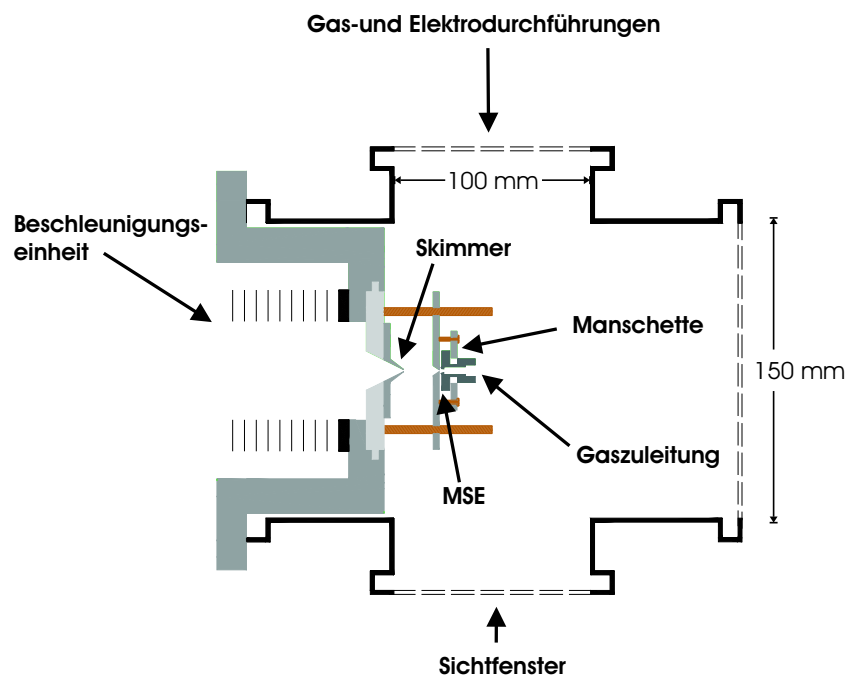
bildet die Grundlage der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse. Der Porendurchmesser beträgt im Normalfall 100  $\mu\text{m}$ , jedoch sind auch Exemplare mit 60  $\mu\text{m}$  Porendurchmesser hergestellt und verwendet worden.

## 3.2 Expansionskammer und Ionenquelle

Obwohl das Prinzip der Ionenerzeugung mittels einer MSE sehr einfach ist, bietet die technische Realisierung einige Hindernisse. Durch die begrenzte Lebensdauer der MSE muss beim Aufbau der Ionenquelle darauf geachtet werden, dass ein möglichst leichter Ein- und Ausbau gewährleistet wird. Dabei wurde auch versucht, die Turbomolekularpumpe für die Expansionskammer möglichst effektiv zu platzieren.

Des Weiteren ist es ein Anliegen, die MSE-Halterung so aufzubauen, dass sie nicht mehr auf die in der Keramik befindlichen Löcher zur Befestigung mittels Schrauben angewiesen ist. Dies ermöglicht auch dann noch einen Einsatz der Halterung, falls zukünftige MSE-Varianten keine solchen Bohrungen mehr besitzen sollten.

Da das Design der Ionenquelle eng mit dem Aufbau der Expansionskammer verknüpft ist, ist es notwendig, den Aufbau des einen im Kontext zu dem jeweils anderen zu sehen:

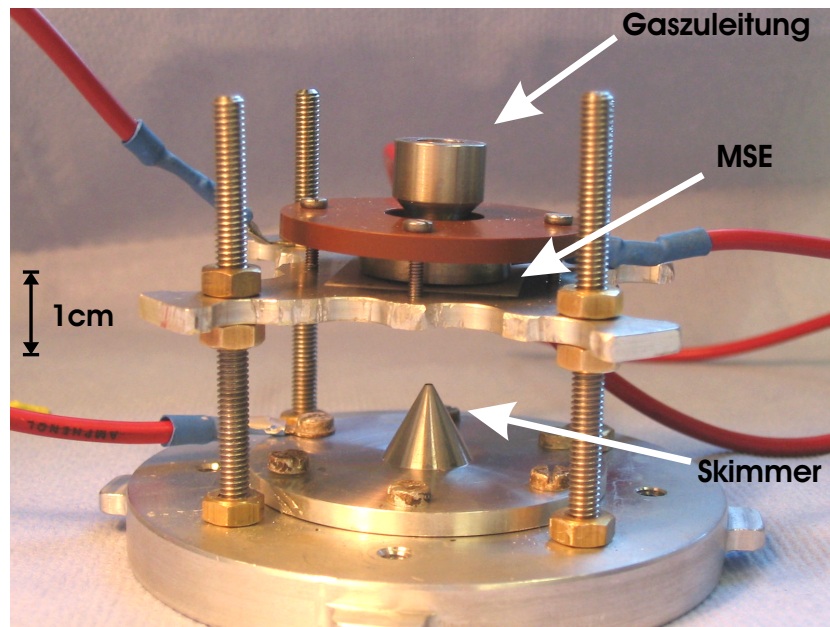


**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung der Expansionskammer und anschließender Beschleunigungseinheit

Abb. 3.4 zeigt die wichtigsten Komponenten der Expansionskammer. Die Expansionskammer besteht in der Hauptsache aus einem CF-150-Rohr, auf das mittig in der einen Ebene zwei CF-100-Rohre und in der anderen Ebene zwei CF-35-Rohre angeschweißt sind. Die Ionenstrahlrichtung verläuft entlang des CF-150-Rohres. Am einen Ende dieses Rohres ist eine Turbomolekularpumpe angebracht. Sie befindet sich damit in Rückstromrichtung des Gases, was einen möglichst effektiven Abtransport des Gases gewährleisten sollte. Zu Beginn der Messungen wurde eine Leybold TW700-Turbomolekularpumpe verwendet. Durch einen Lagerschaden musste diese allerdings gegen eine Pfeiffer TMU521 ausgetauscht werden.

An das eine CF-100-Rohr ist ein Sichtflansch angebracht, an das andere ein Flansch mit Gasdurchführung und elektrischen Durchführungen. Durch diesen Flansch erfolgt der Ein- und Ausbau der Ionenquelle, wenn Teile (insbesondere die MSE) ausgetauscht werden müssen. An die CF-35-Rohre sind Gasmesszellen und ein Ventil zum Belüften angebracht. Da, wie bereits erwähnt, der Aus- und Einbau über einen zur Strahlrichtung rechtwinklig angebrachten Flansch verläuft, muss die Ionenquelle als Ganzes möglichst einfach und bestenfalls auch blind befestigbar sein. Dies wurde durch eine Art Schraub-Bajonett-Verschluss realisiert.

Auf die Grundplatte der Ionenquelle ist ein mit Gummi gedichteter Skimmer mit Hilfe von Kunststoffschrauben befestigt. Der Skimmer ist so vom Rest der Anordnung elektrisch isoliert. Des Weiteren werden in die Grundplatte vier Gewindestangen geschraubt. In einem durch Abstandshalter definierten Abstand ist es so möglich, eine Aluminiumplatte anzubringen. Auf dieser Platte liegt die MSE auf. Eine Dichtung aus Indium stellt den elektrischen Kontakt zur MSE sowie die Dichtheit gegenüber der Gaszuleitung sicher.

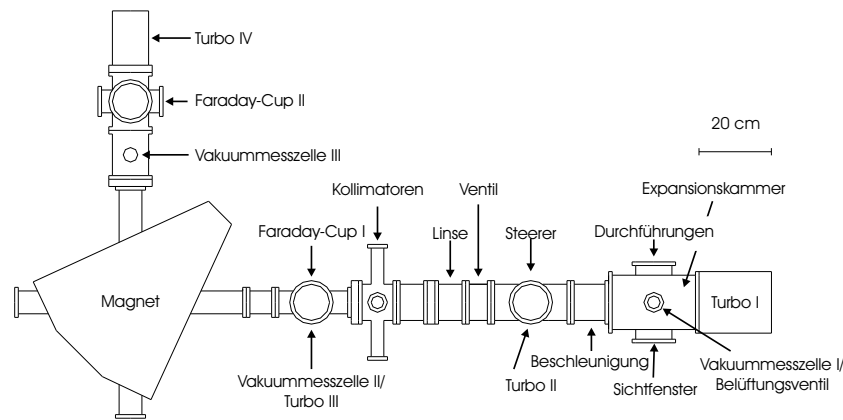


**Abbildung 3.5:** Fotografie der Ionenquelle, wie sie in die Expansionskammer eingebaut wird.

Eine Manschette aus Vespel ( $\text{\textcircled{R}}$ Dupont) wird mit der Aluminiumplatte verschraubt und presst so Grundplatte, MSE und Gaszuleitung aufeinander. Abb. 3.5 zeigt die gesamte Ionenquelle, wie sie in die Expansionskammer eingebaut werden kann. Die Regelung des Gasflusses erfolgt über zwei Mass Flow Controller MFC. Es wurden dabei die MFC-Typen MKS 1259 und 1179A verwendet. Der eine MFC hat einen maximalen Gasdurchfluss von 200 sccm (sccm = standard cubic centimeters per minute), der andere 10 sccm. Die Einheit sccm gibt das Gasvolumen in  $\text{cm}^3$  an, das in einer Minute bei Standarddruck und -temperatur durch den Controller fließt. Damit ist es möglich, den Gasfluss in jedem Controller elektronisch zu regeln. Auf diese Art konnten genau definierte Mischungsverhältnisse diverser Gassorten fest eingestellt werden.

### 3.3 Die Messkammer

Direkt im Anschluss an den Skimmer beginnt eine Beschleunigungseinheit. Über eine Anordnung von 10 Kupferringen, die sich jeweils in einem Abstand



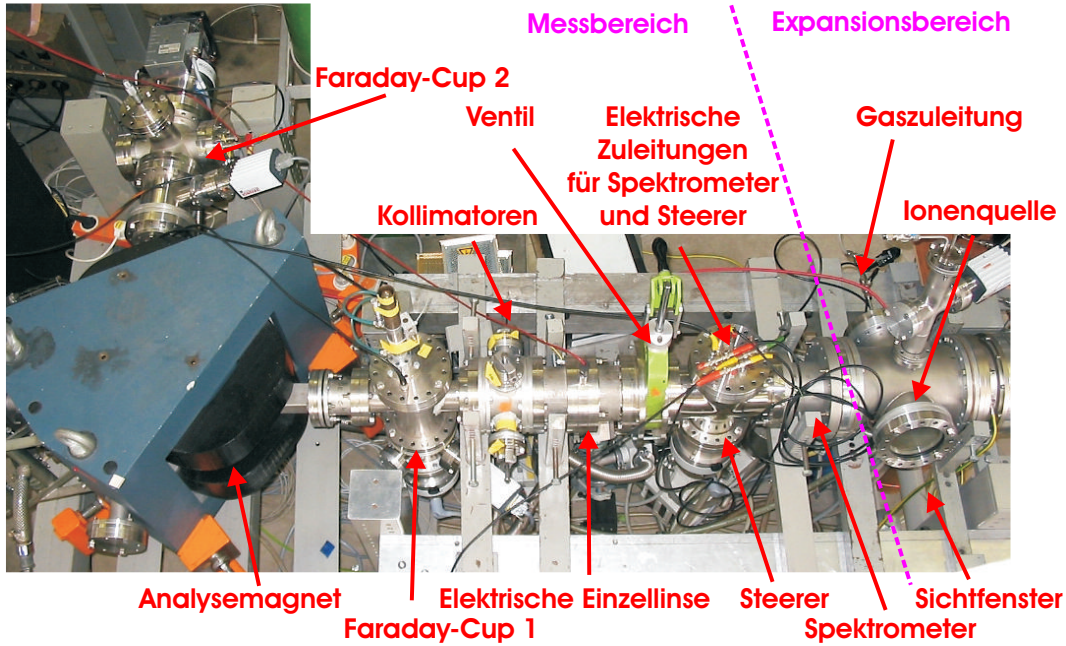
**Abbildung 3.6:** Schematische Darstellung des gesamten Versuchsaufbaus.

von 6 mm voneinander befinden und die über Widerstände miteinander verbunden sind, fällt die Beschleunigungsspannung von z.B. -2000 V auf Erdpotential ab. Am Anfang und am Ende dieser Beschleunigungsstrecke befindet sich je ein Gitter, um das Feld auch in den Randgebieten möglichst homogen zu halten. Hinter der Beschleunigungseinheit ist ein elektrischer Steerer eingebaut, um die Strahllage notfalls zu korrigieren. Der Steerer besteht aus zwei Kupferplatten, die waagrecht angeordnet sind, und zwei Kupferplatten, welche senkrecht montiert sind. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung erfahren geladene Teilchen, die den Raum zwischen den Platten durchfliegen, eine ablenkende Kraft. Es kommt bei dieser Anordnung zu so gut wie keinen Linseneffekten. Auf diese Weise kann ein Steerer zur nachträglichen Korrektur der Strahllage benutzt werden. Nach einer kurzen Driftstrecke folgt eine elektrische Einzellinse. Im weiteren Strahlverlauf finden sich zunächst ein Kollimeterkreuz, dann ein erster Faraday-Cup, der im Fokuspunkt des sich anschließenden 90°-Ablenk-Magneten befindet. Hinter dem Magneten befindet sich im Fokuspunkt ein zweiter Faraday-Cup, der über eine Schlitzblende verfügt. Der verwendete Schlitz ist etwa 2 mm breit. Vor den Faraday-Cups sind Gitter angebracht, um über eine Gegenspannung die Energie der auftreffenden Ionen bestimmen zu können. Abb. 3.7 zeigt ein Foto des kompletten Versuchsaufbaus.

### 3.4 Massenseparation mit Hilfe eines 90°-Ablenkmagneten

Die Analyse des Ionenstrahles erfolgt durch einen doppelfokussierenden 90°-Ablenkmagnet (Firma Bruker,  $B_{max}=1,143$  T,  $r = 200$  mm,  $I_{max} = 100$  A). Das homogene Magnetfeld, welches die Ionen durchfliegen müssen, ruft eine Lo-





**Abbildung 3.7:** Foto des vollständigen Versuchsaufbaus. Die wichtigsten Bauteile wurden rot beschriftet. Die violette durchbrochene Linie zeigt die Trennung von Expansionskammer zur Messkammer. Die verwendeten Turbomolekularpumpen sind nicht beschriftet; sie befinden sich am Anfang und am Ende des Versuchsaufbaus sowie unterhalb des Steuerers und des ersten Faraday-Cups.

rentzkraft hervor, die proportional zum Magnetfeld sowie zur Ladung und Geschwindigkeit der Ionen ist:

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{B} \times \vec{v} \quad (3.1)$$

Da der Geschwindigkeitsvektor senkrecht zum Magnetfeld ist, kann man schreiben:

$$F_L = q \cdot B \cdot v \quad , \quad (3.2)$$

wobei  $F_L$  wiederum senkrecht sowohl zur Richtung des Magnetfeldes als auch zur Bewegungsrichtung der Ionen wirkt. Daraus resultiert eine Kreisbahn der Ionen, die Lorentz-Kraft wirkt als Zentripetalkraft:

$$F_L = F_z \Rightarrow q \cdot B \cdot v = \frac{m \cdot v^2}{r} \quad (3.3)$$

Die Geschwindigkeit der Teilchen ist über die kinetische Energie vorgegeben. Legt man zusätzlich den idealisierten Fall zu Grunde, dass die Energie der Teilchen ausschließlich durch die Beschleunigungsspannung bestimmt wird, so lässt sich die Geschwindigkeit auch durch diese ausdrücken:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot E_{kin}}{m}} = \sqrt{2 \cdot U_{Extr} \cdot \frac{q}{m}} \quad (3.4)$$



Diese Idealisierung scheint zunächst etwas gewagt, da die Teilchen mit Sicherheit eine Energieunschärfe besitzen werden, die Beschleunigungsspannung jedoch als konstant angesehen werden kann. Es zeigt sich jedoch, dass die Energieunschärfe als scheinbare Unschärfe des  $m/q$ -Spektrums zu erkennen ist (siehe Gl. (4.8)). Dies eröffnet sogar die Möglichkeit, die Energiebreite der Teilchen an Hand der Spektren abschätzen zu können (vgl. Kapitel 4.2.1). Einsetzen von Gleichung 3.4 in 3.3 und Auflösen nach  $\frac{m}{q}$  liefert:

$$\frac{m}{q} = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2 \cdot r^2}{U_{\text{Extr}}} \quad (3.5)$$

Bei vorgegebenem B-Feld, Radius und Beschleunigungsspannung gibt es folglich nur eine  $m/q$  Konstellation, die diese Bedingungen erfüllt und den Austrittsspalt des Magneten verlassen kann. Ionen, die auf Grund einer höheren Ladung ein gleiches  $m/q$  besitzen wie ein leichteres Ion mit entsprechend niedrigerer Ladung sind von diesem aber nicht unterscheidbar. Im Falle negativer Ionen kommen jedoch nur einfach geladene Teilchen vor, so dass die Zuweisungen diesbezüglich eindeutig sind.

Das Magnetfeld wird über einen Steuerstrom geregelt. Dieser Strom ist zu dem B-Feld proportional. Die Datenaufnahme erfolgt allerdings wiederum über eine dem Ausgangsstrom proportionale Spannung  $U_I$ . Fasst man alle bei jeder Messung gleich bleibenden Konstanten mit diesen beiden Proportionalitätsfaktoren zusammen, ergibt sich:

$$\frac{m}{q} = \frac{a \cdot U_I^2}{U_{\text{Extr}}} \quad , \quad (3.6)$$

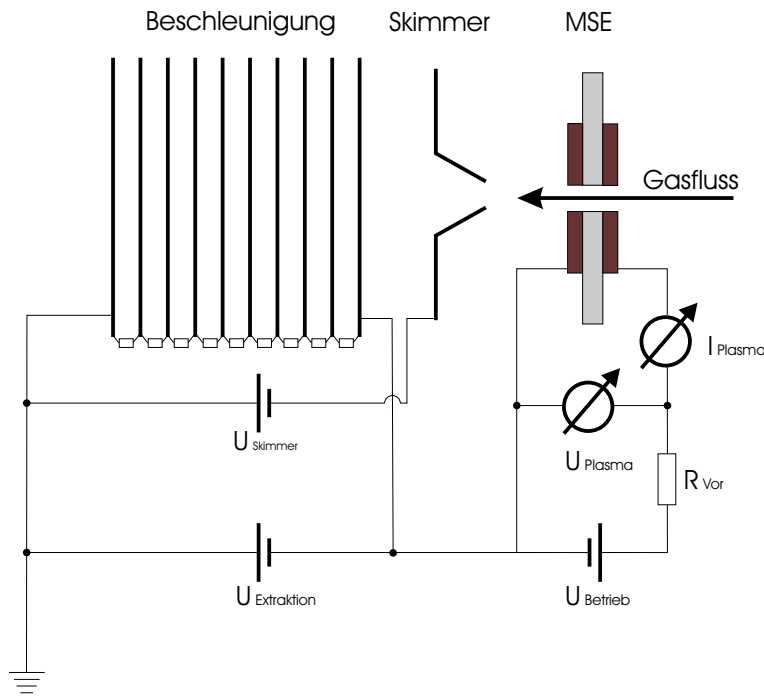
mit  $a \cdot U_I^2 = \frac{r^2 \cdot B^2}{2}$ . Bei jeder Messung kann nun auch noch die bekannte Extraktionsspannung in  $a$  zu  $a'$  eingerechnet werden. Auf diese Weise kann das  $m/q$ -Spektrum direkt über die ausgelesenen Werte für  $U_I^2$  multipliziert mit  $a'$  erzeugt werden:

$$\frac{m}{q} = a' \cdot U_I^2 \quad (3.7)$$

Da der Magnet doppelfokussierend ist, bildet er einen Punkt im Abstand  $2 \cdot r$  vor Beginn des Magnetfeldes in einen Punkt im selben Abstand nach Ende des Magnetfeldes ab. Diese Abbildung findet sowohl in der Ablenkebene als auch in der dazu senkrechten Richtung statt.

## 3.5 Elektrische Verschaltung

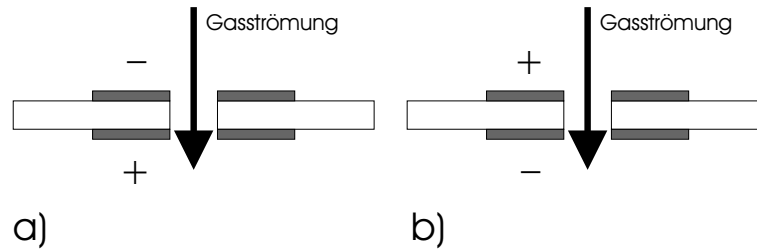
Abb. 3.8 zeigt die Verschaltung der Ionenquelle einschließlich der Beschleunigungseinheit zur Extraktion negativer Ionen. Die Plasmaspannung wird



**Abbildung 3.8:** Verschaltung der Ionenquelle: Die am Plasma anliegende Spannung wird durch ein potentialfreies Netzgerät gewährleistet. Der Skimmer kann eigenständig auf ein beliebiges Potential gelegt werden.

über ein potentialfreies Gerät so eingestellt, dass eine stabile Entladung erfolgt. Der Vorwiderstand  $R_{Vor}$  ist unbedingt als Strombegrenzer notwendig. (vgl. Kapitel 2.1.7) Die Messung des Plasmastromes erfolgt über ein Multimeter. Die Beschleunigungsspannung wird über ein weiteres Power-Supply eingestellt. Die Kathode der MSE wird dabei auf das entsprechende Potential angehoben ebenso wie die erste Platte der Beschleunigungseinheit. Der Skimmer, der sich zwischen diesen beiden befindet, ist über ein drittes Power-Supply auf ein beliebiges Potential regelbar. Dadurch ist es möglich, schon bei der Expansion aus der MSE-Düse Ionen abzusaugen. Da ein unbeschleunigter Strahl auf Grund von Raumladungseffekten recht schnell divergiert, kann durch diese Skimmeranordnung die Ausbeute erhöht werden. Es ist allerdings nicht möglich, die Potentialdifferenz zwischen Skimmer und MSE über etwa 300 V zu erhöhen, da es je nach Druck in der Expansionskammer zu elektrischen Überschlügen kommen kann.

Für die elektrische Verschaltung der MSE gibt es grundsätzlich zwei Varianten, die in Abb. 3.9 dargestellt sind. Als bessere Variante hat sich der Fall b) herausgestellt, bei dem die Polung der MSE derart gewählt ist, dass ohne Gasdurchfluss positive Ionen in Richtung der Beschleunigungseinheit emittiert werden, negative hingegen sich von dieser wegbewegen. Daher erscheint diese Art der Verschaltung zunächst widersinnig. Es hat sich jedoch gezeigt, dass bei einem Gasdurchfluss das Plasma in der vorliegenden Verschaltung



**Abbildung 3.9:** Zwei Varianten für die Polung der MSE. Die Beschleunigungseinheit befindet sich außerhalb des Bildausschnittes in Richtung des Gasflusses. a) Positive Ionen werden durch das elektrische Feld gegen den Gasfluss, negative Ladungen in Richtung des Gasflusses beschleunigt. b) Negative Ladungen werden gegen, positive in Richtung des Gasflusses beschleunigt.

stabil brennt und die Ausbeute an negativen Ionen sogar größer ist als bei entgegengesetzter Verpolung der MSE. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Driftgeschwindigkeit der Ionen innerhalb der Pore kleiner sein muss als die Geschwindigkeit des Gasflusses (vgl. Kapitel 2.1.3). Die viel beweglicheren freien Elektronen hingegen gelangen nicht in die Extraktionskammer. Die Anzahl freier Ladungsträger ist daher in der Expansionskammer bei der verwendeten Verschaltung viel geringer als im umgekehrten Fall, bei dem die negativen Ladungsträger durch das elektrische Feld in die Extraktionskammer gezogen werden.

Durch die positiven Ionen, die nach [Schößler02] auch erzeugt werden und in Richtung Beschleunigungseinheit driften, wird die Raumladung der negativen Ionen kompensiert und die Divergenz des Strahles wird bedeutend kleiner. Durch eine Messung des Stromes an dem Gitter am Ende des Spektrometers werden die beiden Verschaltungsarten vergleichbar. (Da hierbei keine Kompensation entstehender Sekundärelektronen möglich ist, handelt es sich nicht um absolute Strommessungen. Sie dienen lediglich dem Vergleich der beiden Verschaltungsarten.) Polt man die MSE entsprechend Fall a) in 3.9, so beträgt der am Gitter gemessene Strom ca.  $-7 \cdot 10^{-7}$  A. Am ersten Faraday-Cup werden jedoch nur noch  $-3,5 \cdot 10^{-10}$  A gemessen. Um ein Maß für den Ladungsverlust zu erhalten, kann der Quotient  $\frac{I_{\text{Gitter}}}{I_{\text{FC}}}$  berechnet werden. In diesem Fall ist  $\frac{I_{\text{Gitter}}}{I_{\text{FC}}} = 2000$ . Bei einer Verschaltung gemäß 3.9b beträgt der Strom auf dem Gitter  $-1 \cdot 10^{-7}$  A, also nur ein Siebtel dessen, was bei entgegengesetzter Verschaltung erreicht wird. Im Faraday-Cup wird dahingegen ein Strom von  $-1,1 \cdot 10^{-8}$  A verzeichnet, was deutlich besser ist als im ersten Fall. Dies schlägt sich auch in  $\frac{I_{\text{Gitter}}}{I_{\text{FC}}} \approx 9$  nieder. Im Fall a) findet also im Vergleich ein sehr viel größerer Stromverlust zwischen dem Ende des Spektrometers und dem etwa 70 cm dahinter liegenden Faraday-Cup statt. Die einfachste und plausibelste Erklärung dafür ist eine größere Divergenz des Strahls. Dies ist aller Wahrscheinlichkeit nach auf im Strahl befindliche

Elektronen zurückzuführen. Es ist zwar anzunehmen, dass der Verlust an negativen Ladungen in erster Linie aus den sehr leichten Elektronen besteht. Jedoch kann nicht ausgeschlossen werden, dass auch in dem im Faraday-Cup gemessenen Strom ein beträchtlicher Anteil auf Elektronen zurückzuführen ist. Mit dieser Polung ist es nicht gelungen, ein aussagekräftiges Massenspektrum aufzunehmen. Als weiterer Nachteil der Polung im Fall a) erweist sich die wesentlich höhere Elektronenpopulation in der Expansionskammer. Versuche, den Skimmer auf ein eigenständiges Potential zu legen und damit eine Beschleunigung schon direkt im Anschluss an den Gasaustritt aus der Düse zu ermöglichen, scheiterten auf Grund der sehr vielen freien Ladungen und dem daraus resultierenden Strom zwischen Ionenquelle und Skimmer. Bei der verwendeten Verpolung b) hingegen war es möglich, je nach Plasmastrom eine Potentialdifferenz bis etwa 300 V zwischen Ionenquelle und Skimmer anzulegen.

## 3.6 Datenaufnahme

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden drei Arten von Messungen durchgeführt:

Zum einen wurde ein optisches Spektrum im sichtbaren Bereich einer Plasmaquelle im Betrieb aufgenommen. Zu diesem Zweck wurde das faseroptische EPP 200C-UV-VIS-Spektrometer mit 10  $\mu\text{m}$  slit FF concave Holograph verwendet. Dieses Spektrometer verfügt über eine bewegliche Sonde, die mittels einer Glasfaser das Licht in das eigentliche Spektrometer leitet, wo dann die Analyse stattfindet. Da es aber nicht möglich war, diese Sonde hinreichend nahe an die Entladung heranzubringen, wurde ein zusätzliches Glasfaserkabel in die Expansionskammer eingebaut. Es wurde so positioniert, dass es in einem Abstand von etwa 2 cm direkt in Richtung der Entladung weist. Das Glasfaserkabel wurde aus der Kammer geleitet, wo eine Verbindung zu der Sonde des Spektrometers hergestellt wurde. Auf Grund dieser etwas notdürftigen Lösung sind die Maxima der aufgenommen Spektren nicht so deutlich wie erhofft.

Des Weiteren wurde der negative Ionenstrom am Faraday-Cup 1 gemessen als Funktion der Gegenspannung am direkt davor angebrachten Gitter. Da die verwendeten Geräte über keine Möglichkeit zum elektronischen Steuern oder Messen verfügen, ist diese Messung manuell durchgeführt worden.

Die Aufnahme der Massenspektren erfolgte über eine Strommessung am Faraday-Cup 2 hinter dem Magneten. Zur Messung wurde ein Keithley Elektrometer 610C benutzt. Dieses Gerät besitzt einen Strommessbereich von  $10^{-1}$

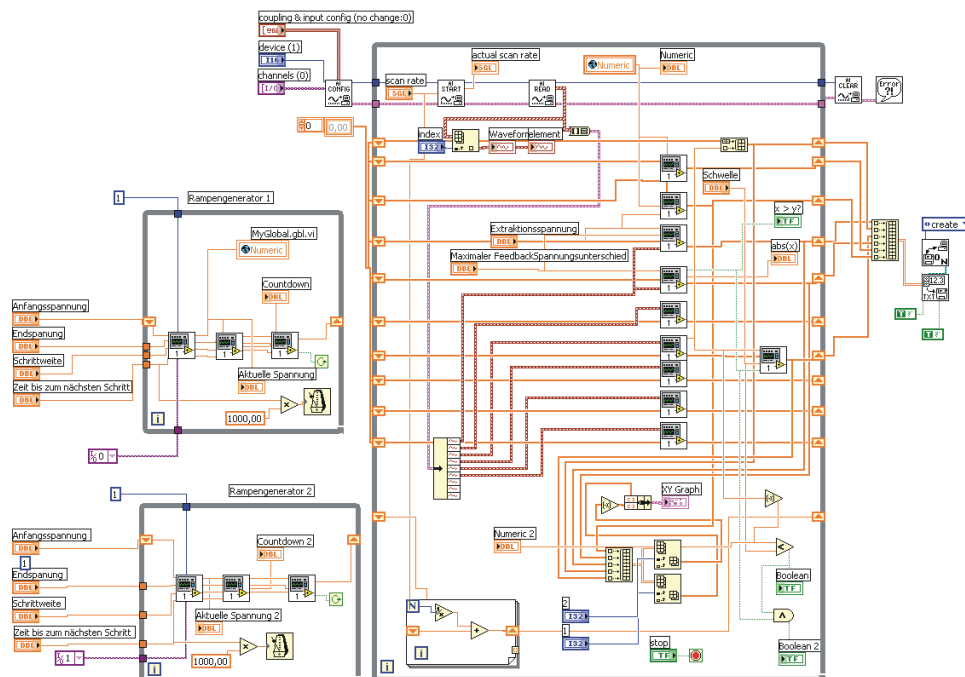
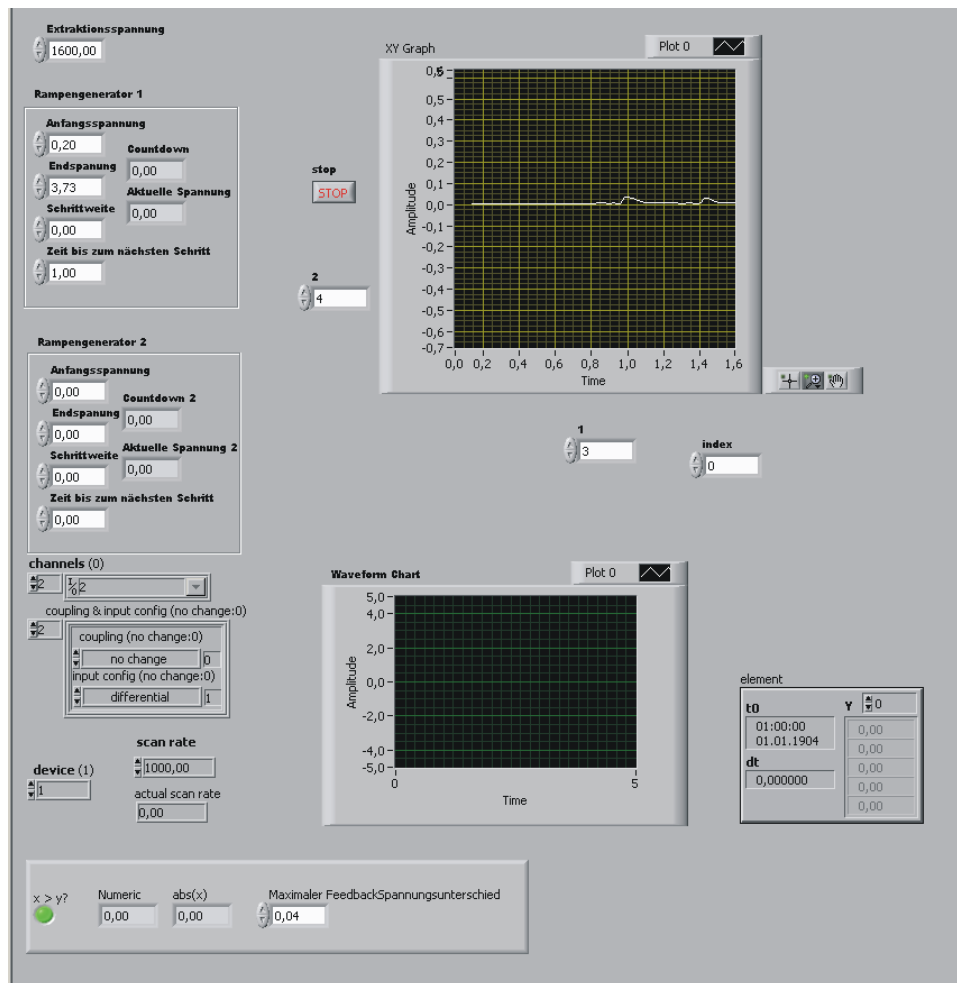
bis  $10^{-11}$  A. Zusätzlich kann die Anzeige noch mit einem Faktor von 0,001 bis 100 skaliert werden, was den Messbereich effektiv erweitert. Ein Analog-Ausgang, der über eine Spannung von 0-10 V den Messwert im jeweiligen Messbereich repräsentiert, ermöglicht eine Datenausgabe an den PC. Die Versorgung des Magneten erfolgte über ein "Delta Elektronika-SM 7020-D"-Netzgerät, welches einen Strom bis zu 20 A liefern kann. Dieses Messgerät ist von außen über einen Analog-Eingang steuerbar. Daher war es möglich, die m/q-Spektren voll automatisch aufzunehmen.

### 3.6.1 Computergestützte Datenaufnahme

Die Ansteuerung und Aufnahme der Messdaten wird über eine National Instruments PCI-6024E DAQ Karte, die eine Kommunikation mit einem PC ermöglicht, realisiert. Diese Karte verfügt unter anderem über zwei analoge Ausgänge, 16 nicht-differentielle bzw. 8 differentielle analoge Eingänge sowie über digitale Ein- und Ausgänge. Zur Steuerung der PCI-Karte wird die Software LabVIEW 6.1 von National Instruments benutzt. Es handelt sich hierbei um eine grafische Programmieroberfläche, die speziell für die Steuerung und die Aufnahme von wissenschaftlichen Daten ausgerichtet ist. Das Programm besteht aus zwei Ebenen: einer Bedienoberfläche und einer Programmieroberfläche. Hiermit lassen sich virtuelle Instrumente einrichten, welche die erforderlichen Aufgaben zur Steuerung externer Geräte sowie zur Aufnahme und Bearbeitung von Daten erfüllen können. Abb. 3.10 zeigt das in LabVIEW erstellte Programm, mit dem die Datenaufnahme geregelt und die Messwerte archiviert werden. Alle aufgenommenen und bearbeiteten Daten werden in vektorieller Form in eine Datei geschrieben.

Das Programm besitzt zwei virtuelle Rampengeneratoren, die den Analogausgängen zugeordnet sind. Es sind sowohl Anfangs- als auch Endspannung, die Schrittweite und die Zeit bis zum nächsten Schritt frei einstellbar. Damit ist es möglich, die Steuerung auf die Reaktionszeit und die Messgenauigkeiten der verwendeten Geräte anzupassen. Da nur ein einziges Power-Supply von außen steuerbar ist, wird nur ein Rampengenerator benutzt, der den Magnetstrom regelt. Um den PC elektronisch von dem Power-Supply zu trennen, ist ein einfacher Differenzverstärker zwischengeschaltet. Das Ausgangssignal wird mittels eines Kondensators geglättet, da das Power-Supply sonst auf die plötzliche Erhöhung der Regelungsspannung bei jedem nächsten Schritt überreagiert.

Die Software unterstützt eine Scanrate von 1000 Hz. Um die Datenmenge möglichst kompakt zu halten, und da das Elektrometer im verwendeten

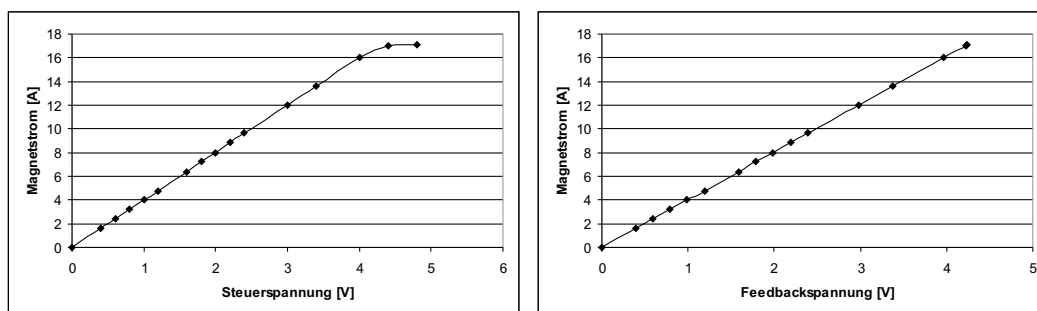


**Abbildung 3.10:** Darstellung des in LabVIEW erstellten Programms zur Steuerung und Auslese der Massenspektren. Oben: Die Benutzeroberfläche dient als Terminal, um die für die Messung relevanten Werte einzustellen. Über einen x-y-Graphen kann das aufgenommene Spektrum direkt angezeigt werden. Unten: In der Programmieroberfläche werden die mathematischen oder funktionalen Zusammenhänge der einzelnen Komponenten verknüpft.

Messbereich ohnehin recht träge reagiert, wurde bei der Messung über diese 1000 Werte pro Eingang gemittelt. Dies limitierte auch das kleinste Zeitintervall für die Spannungserhöhung am Rampengenerator. Neben den Rohdaten werden auch aus diesen direkt berechnete Werte in die Datei geschrieben. So wird zum Beispiel die Steuerspannung des Magneten gemessen. Diese Spannung sollte im Idealfall gleich der vom Rampengenerator gelieferten Spannung sein. Tatsächlich kommt es aber durch den Differenzverstärker, den Kondensator oder elektrische Widerstände zu Abweichungen, die es nötig machen, diese Spannung, die den Strom durch den Magneten repräsentiert, auch aufzunehmen (siehe dazu Tabelle 3.11 und Abb. 3.12) und als Grundlage für die Berechnung des Magnetstroms zu verwenden.

Steuerspannung des Rampengenerators [V]	Feedbackspannung des Power-Supplies [V]	Magnetstrom [A]
0	0	0
0,4	0,39	1,58
0,6	0,59	2,38
0,8	0,79	3,19
1	0,99	3,99
1,2	1,19	4,79
1,6	1,585	6,4
1,8	1,79	7,21
2	1,985	8,01
2,2	2,19	8,83
2,4	2,385	9,63
3	2,975	12,02
3,4	3,38	13,62
4	3,97	16,03
4,4	4,23	17,03
4,8	4,24	17,1

**Abbildung 3.11:** Darstellung der zur Magnetsteuerung gehörigen Größen. In der ersten Spalte findet sich die Steuerspannung für das Power-Supply des Magneten, wie sie vom Rampengenerator vorgegeben wird. In der zweiten Spalte ist die Feedback-Spannung des Supplys, die im Idealfall gleich der Steuerspannung sein müsste, dargestellt. Die dritte Spalte dokumentiert den Magnetstrom. In Abb. 3.12 sind die zu dieser Tabelle gehörenden Graphen gezeigt.



**Abbildung 3.12:** Links: Funktionale Abhängigkeit zwischen Steuerspannung und Magnetstrom. Das Abknicken des Graphen trägt seine Ursache in dem zwischen Rampengenerator und Power-Supply eingebauten Differenzverstärker. Rechts: Zusammenhang zwischen Feedback-Spannung des Netzgeräts. Erwartungsgemäß ist der Anstieg linear.

Da nun für die Erstellung eines Massenspektrums der Wert für  $m/q \propto B^2 \propto I_{Magn}^2$  ist, liegt es nahe, diesen ausgelesenen Wert für  $I$  auch zu quadrieren. Über eine Eichmessung ist es außerdem gelungen, den von der Extraktionsspannung abhängigen Proportionalitätsfaktor zu bestimmen, so dass man über die Eingabe der Beschleunigungsspannung auch direkt das Spektrum für  $m/q$  aufnehmen kann.

Die aufgenommenen Daten werden in Form von Vektoren gespeichert und schließlich als eine \*.csv oder \*.dat Datei gespeichert. Die Vektoren können aber auch direkt und schon während der Aufnahme über einen virtuellen x-y-Schreiber beobachtet werden. Es ist dabei möglich, die verschiedenen aufgenommenen sowie die bearbeiteten Daten den beiden Achsen beliebig zuzuordnen.

Mit Hilfe der Software Origin 7.0 werden die Daten in eine Tabelle importiert und grafisch dargestellt.



## 4. Ergebnisse und Interpretation

Die Mikrostruktur-Ionenquelle ist in der Lage, sowohl positive als auch negative Ionen zu erzeugen. Eine ausführliche Beschreibung für die Produktion positiver Ionen findet sich in [Schößler02]. Da sich bei der Bildung negativer Ionen ein Elektron über einen der in Kapitel 2.1.6.4 beschriebenen Prozesse an ein neutrales Atom oder Molekül anlagern muss, sind solche Prozesse erheblich weniger wahrscheinlich als die Bildung positiver Ionen durch Auslösung von Elektronen. Da auch Elektronen eine negative Ladung haben, besteht bei einer Ionenquelle für Anionen erhöht die Gefahr, auch Elektronen mit zu beschleunigen. Dies hat erheblichen Einfluss auf die Raumladung und vermindert daher die Qualität des Ionenstrahls. Es ist somit notwendig, möglichst früh die Elektronen von den negativen Ionen zu trennen. Im vorliegenden Fall findet der Hauptteil dieser Trennung noch innerhalb der Pore der MSE statt. Der dabei verwendete Mechanismus nutzt die höhere Beweglichkeit der Elektronen gegenüber den Ionen. Das elektrische Feld innerhalb der Pore ist derart angeordnet, dass negative Ladungen entgegen der Strömungsrichtung des Gasstrahls beschleunigt werden. Die sehr beweglichen Elektronen gelangen so nicht oder nur in geringer Anzahl in den Bereich der Expansion, der sich direkt an die MSE anschließt. Die trägeren Ionen werden durch Stöße mit dem strömenden Gas jedoch gegen das elektrische Feld getrieben. (Diese Annahme wird in erster Linie durch die Messungen negativer Ströme an den Faraday-Cups gestützt.) Im Expansionsbereich hinter der Pore ist das elektrische Feld der Ionenquelle für die Ionen nicht mehr relevant und sie können zusammen mit dem übrigen Gas die Überschall-Expansion und damit im Idealfall auch den Kühlungsprozess durchlaufen. Da durch die elektrische Beschaltung der Ionenquelle weiterhin auch die erzeugten positiven Ionen in Strahlrichtung emittiert werden, kompensieren diese die Raumladung der

negativen Ionen und mindern damit die Divergenz des Strahls. Die Trennung der positiven Ionen von den negativen erfolgt in der Beschleunigungseinheit.

## 4.1 Untersuchung der Vorgänge zur Ionenerzeugung

Neben der Analyse der erzeugten Ionen ist es von großem Interesse, Näheres über die Vorgänge und die Teilchenpopulationen innerhalb des Plasmas zu erfahren. Daher wurden auch einige Messungen durchgeführt, deren Ziel es ist, die Zusammensetzung des Plasmas, die Ionisationsvorgänge und die Entladungsscharakteristik näher zu untersuchen.

Die Entladung findet in einem Zylinder mit Durchmesser von ca.  $100\text{ }\mu\text{m}$  und einer Länge von etwa  $150\text{ }\mu\text{m}$  statt. Diese Abmessungen sind für Sonden zu klein; daher wird neben den Messungen über Spannungen und Ströme an den diversen Teilen der Ionenquelle ein optisches Spektrometer, welches Photonen im Bereich von 240 bis 890 nm nachweisen kann, benutzt.

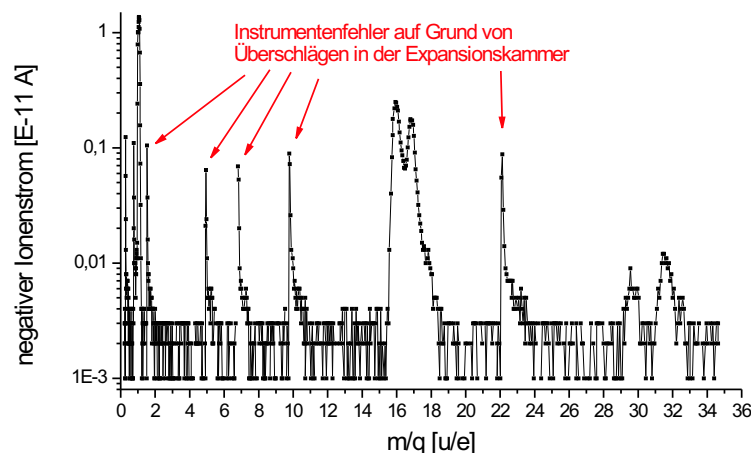
### 4.1.1 Brenn- und Zündcharakteristik

Die Eigenschaften der Ionenquelle hängen maßgeblich von den Vorgängen innerhalb der MSE-Pore ab. Da sich das Plasma lediglich auf einen Bereich von etwa  $8 \cdot 10^{-4}\text{ mm}^3$  beschränkt, fällt eine genaue Analyse entsprechend schwer. So müssen alle Messungen außerhalb der Pore stattfinden. In ([Penache02]) wurden mittels emissionsspektroskopischer Untersuchungen bereits die Plasmaparameter bestimmt.

In der vorliegenden Arbeit wurden außer reinen Gasen auch Mischungen verschiedener Gassorten benutzt. Benutzt man für den Betrieb reines  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$  oder  $\text{O}_2$ , so steigt der Plasmastrom schon bei relativ geringem Druck stark an, es kommt zu Überschlügen und das Plasma brennt intensiv, aber nicht sehr ruhig. In den meisten Fällen bestand deshalb der größte Teil des Gases aus einem Trägergas, welches keine negativen Ionen bildet. Meist wurde hierfür He verwendet, da dieses Gas in vorhergehenden Arbeiten ([Schöbler02], [Jahnke02], [Hohn02]) in Bezug auf dessen Brenncharakteristik eingehend untersucht worden war.

Da das Trägergas keine negativen Ionen bildet, wird im Verhältnis zur Teilchenmenge nur ein geringer Anteil negativer Ionen erzeugt. Die absolute Anzahl negativer Ionen richtet sich allerdings in erster Ordnung nach der Anzahl des zur Ionensorte gehörenden Gases. Allein bei Wasserstoff kann ein Einfluss des Trägergases auf die absolute Ionenausbeute nicht ausgeschlossen werden. Das Trägergas hat daher in erster Linie die Funktion, den Druck

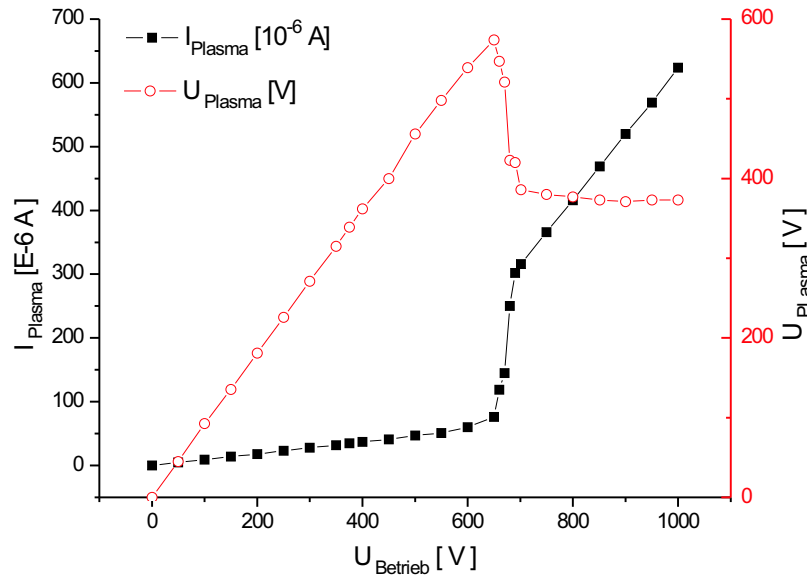
ausreichend zu erhöhen, so dass eine Überschall-Expansion stattfinden kann. Es können so problemlos Vordrücke von z.B. 0,5 bar erreicht werden. Bei den gegebenen Pumpleistungen wird das Vakuum in der Expansionskammer bei höheren Gasdurchflüssen jedoch zusehends schlechter und der Druck steigt in die Region von einigen  $10^{-3}$  mbar. Das führt zu einer erheblichen Belastung der Vakuumpumpe, zum anderen kommt es auf Grund der zahlreichen in der Kammer befindlichen Ladungsträger in Verbindung mit der Spannung, die zwischen den Bauteilen der Ionenquelle und der Kammerwand anliegt, gehäuft zu Überschlügen. Diese führen zu Fehlern innerhalb der elektronischen Messgeräte. Verwendet man statt eines Trägergases und einer Beimischung des eigentlich zu untersuchenden Gases nur das reine Gas, tritt dieser Effekt viel schneller auf, so dass nur noch sehr niedrige Gasdurchflüsse möglich sind. Abb. 4.1 zeigt ein Massenspektrum, an dem die Auswirkungen dieser Überschlüge auf die Messungen deutlich werden.



**Abbildung 4.1:** Funkenüberschlüge in der Expansionskammer von Teilen der Ionenquelle auf die geerdete Kammerwand verursachen physikalisch nicht-reale Peaks im Spektrum.

Bei einer neuen bzw. noch nicht zu stark gesputterten MSE liegt der Übergang von unselbstständiger zu selbstständiger Entladung bei allen relevanten Vordrücken in einem Bereich zwischen 350 und 800 V angelegter Spannung. Dies zeigt, dass alle Entladungen in der Nähe des Paschenminimums anzusiedeln sind.

Abb. 4.2 zeigt die Zündcharakteristik eines Gasgemisches bestehend aus 120 sccm Helium und 5 sccm Sauerstoff bei einem Vorwiderstand von 1 M $\Omega$ . Es ist deutlich zu erkennen, dass das Plasma bei etwa 650 V zündet. Der Plasmastrom nimmt nun stark zu, während die Spannung über dem Plasma, dargestellt durch die rote Kurve in Abb. 4.2, gleichzeitig stark abfällt. Dies stellt



**Abbildung 4.2:** Betriebscharakteristik bei einem Vorwiderstand von 1 M $\Omega$ .

Schwarze Quadrate: Abhängigkeit des Plasmastroms von der angelegten Spannung bei Betrieb mit 120 sccm He, 5 sccm O<sub>2</sub> und einem Vordruck von 0,55 bar. Der Übergang von nicht-selbstständiger zu selbstständiger Entladung bei etwa 650 V ist deutlich zu erkennen.

Rote Kreise: Plasmaspannung als Funktion der angelegten Spannung. Beim Übergang zu einer selbstständigen Entladung sinkt die Plasmaspannung steil ab.

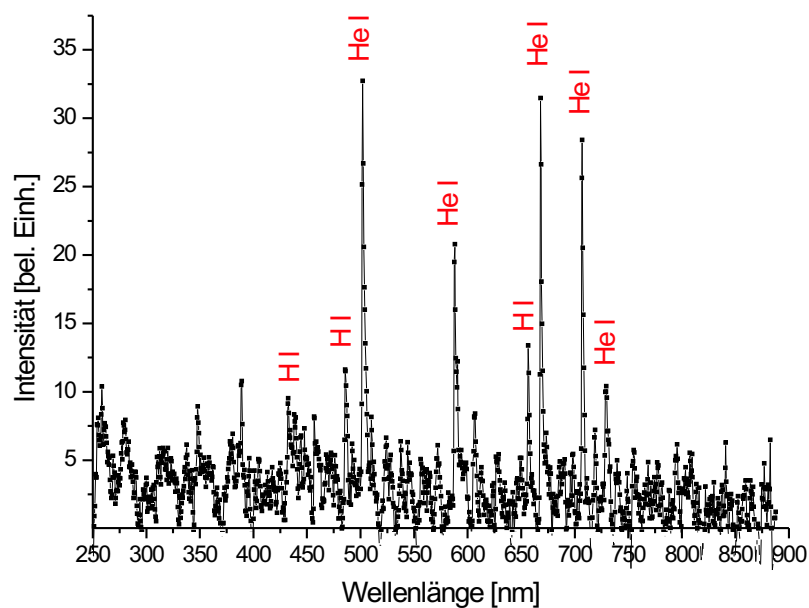
den Übergang zur selbstständigen Entladung dar. Im folgenden Bereich ab etwa 700 V Betriebsspannung liegt eine normale Glimmentladung vor. Dabei steigt der Plasmastrom kontinuierlich an, während die Plasmaspannung nahezu konstant bleibt.

#### 4.1.2 Untersuchung der Ionenerzeugung mit einem optischen Spektrometer

Eine Analyse der Vorgänge innerhalb des Plasmas ist nur über eine Untersuchung der Produkte, die das Plasma verlassen, möglich. Neben den Ionen entstehen innerhalb der Entladung auch Photonen, die einen Aufschluss über die Prozesse bzw. die Population der Teilchen innerhalb der Pore der MSE liefern können. Da das verwendete Spektrometer nur Wellenlängen in der Umgebung des sichtbaren Bereiches messen kann, entfallen viele Informationen, insbesondere für Photonenübergänge innerhalb von Molekülen. So kann das Spektrometer Wellenlängen von etwa 240 bis 890 nm messen, die Photonen, die bei Übergängen innerhalb von Molekülen auftreten, liegen aber bei Wellenlängen  $> 70000$  nm. Daher kann über die Molekülionenpopulation mit dieser Methode bzw. dem verwendeten Gerät nur wenig ausgesagt werden. Alle Informationen über Wellenlängen von Übergängen sind den Datenbanken des "National Institut of Standards and Technology" entnommen [NIST].

Viele Atome und Ionen emittieren jedoch im Messbereich des Spektrometers, so dass es zumindest möglich ist, die Atome und atomaren Ionen weitgehend zu vermessen. Da die Lichtemission des Plasmas relativ gering ist, werden, um ein klareres Spektrum zu erhalten, mehrere Messungen an derselben Entladung durchgeführt. Anschließend werden diese Messungen addiert. Speziell bei Spektren mit sehr kleinen Lichtintensitäten ist es weiterhin notwendig, das "Nullspektrum" (Spektrum ohne Lichteinfall) des Spektrometers entsprechend skaliert von den Messungen abzuziehen.

Abb. 4.3 zeigt ein Spektrum für eine Entladung, bei der 160 sccm Helium und 10 sccm Wasserstoff verwendet wurden. Die römischen Ziffern geben über die Ionisation des Teilchens Auskunft. Da die römischen Ziffern über keine Null verfügen, entspricht ein mit einer römischen Eins versehenes Teilchen dem neutralen Zustand. Also symbolisiert H I neutralen Wasserstoff, He II ist einfach positiv geladenes Helium usw. [NIST]. Die Wasserstoff-Peaks sind im

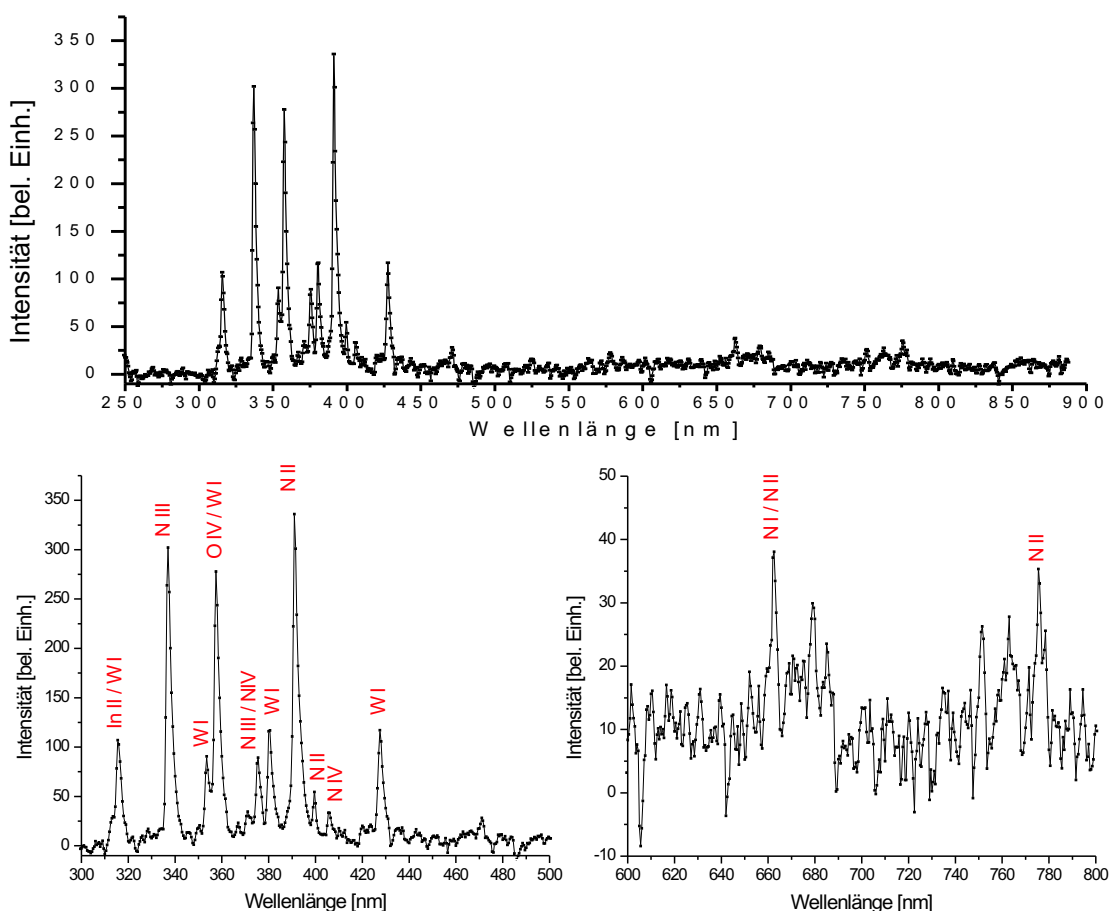


**Abbildung 4.3:** Optisches Spektrum einer Entladung mit 160 sccm He und 10 sccm H<sub>2</sub>.

Vergleich zu denen von Helium sehr viel kleiner, was zum Teil auf die geringere Konzentration an H-Atomen im Plasma zurückzuführen ist. Allerdings lassen sich die Wasserstoffpeaks mit dem Aufbau grundsätzlich nur sehr schwer bis gar nicht beobachten. In vielen Messungen ist der Peak bei 656 nm der einzig beobachtbare. Eine Erklärung könnte darin liegen, dass es zwar grundsätzlich möglich ist, die entsprechenden Anregungen hervorzurufen, die Wahrscheinlichkeit, das Wasserstoffatom aber mit der zu dem Peak bei 656 nm gehörenden Energie anzuregen, aber sehr viel größer ist. Außerdem ist mit in

Betracht zu ziehen, dass das  $H_2$ -Molekül zuvor dissoziieren muss. Verbleibt bei der Dissoziation ein Fragment in einem angeregten Zustand, so können die beobachteten Linien auch aus darauf folgenden Abregungsprozessen herühren.

Außer atomaren Anionen werden im Massenspektrum auch negative Ionen einiger Moleküle beobachtet. Besonders trifft dies bei Zugabe von Stickstoff auf. In erster Linie sind in diesem Fall  $NO^-$ -Ionen zu verzeichnen, auch wenn die verzeichneten Ionenmengen im Vergleich zur Ausbeute an beispielsweise  $H^-$  nur sehr gering ist, wie aus den in Kapitel 4.2.2 und 4.2.3 dargestellten



**Abbildung 4.4:** Optisches Spektrum einer Entladung mit 30 sccm N und 10 sccm H. Die unteren Abbildungen sind vergrößerte Abschnitte des oberen Gesamtspektrums.

Massenspektren zu ersehen ist. Mit Hilfe des Spektrometers soll nun versucht werden, die Mechanismen zur Bildung dieser Verbindung zu untersuchen. Aus chemischer Sicht entsteht Stickstoffmonoxid aus einer Reaktion der Stick- und Sauerstoff-Radikale:



Grundsätzlich ist die Reaktion  $N_2 + O_2 + E \rightleftharpoons 2NO$  stark endotherm, es wird eine Energie von 180,62 kJ/mol benötigt [Holleman95], da diese Energie jedoch lediglich 1,87 eV je Reaktion entspricht, sind diese Voraussetzungen ohne Probleme zu erfüllen. Das gebildete NO kann nun leicht sowohl in ein Kation als auch ein Anion überführt werden [Holleman95].

Die Radikalbildung sollte grundsätzlich im Plasma problemlos zu realisieren sein, jedoch finden sich im optischen Spektrum einer Stickstoffentladung, wie sie in Abb. 4.4 dargestellt ist, in erster Linie Peaks der Stickstoffkationen. Dies und die Tatsache, dass es nur einen stabilen Vibrationszustand des  $NO^-$  Ions gibt [Massey76], erklären die relativ geringe Rate an Stickstoffmonoxid-Anionen.

## 4.2 Analyse der erzeugten negativen Ionen

### 4.2.1 Energieschärfe der Ionen

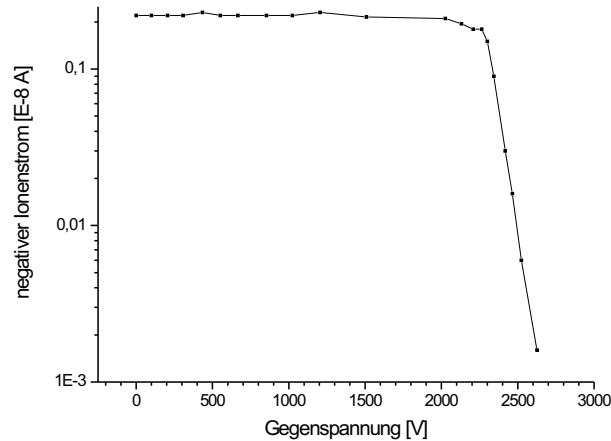
Ein wesentlicher Motivationsgrund für den Aufbau der Ionenquelle ist die Möglichkeit, einen Überschall-Gasjet mit einer Gleichspannungsentladung zu kombinieren. Die erzeugten Ionen sollten den Kühlmechanismus der Expansion mit durchlaufen und daher anschließend über eine außerordentlich gute Energieschärfe verfügen. Wie sich jedoch bereits in einer vorausgehenden Arbeit [Schöblier02] gezeigt hat, kommt es nicht zur erwarteten Energieschärfe. Es ist dabei durchaus möglich, dass die Ionen direkt nach der Expansion "kalt" sind. Kurz danach kann es aber durch die Raumladung zu Stößen des divergierenden Ionenstrahls mit dem neutralen Gasstrahl kommen. Des Weiteren werden spätestens bei der Beschleunigung der Ionen Stöße mit den neutralen Jetatomen stattfinden. Immerhin bewegen sich die Gasteilchen im Jet mit einer Geschwindigkeit von etwa 400 m/s. Bei Wasserstoffatomen entspricht dies über:

$$E_{kin} = 1/2 \cdot m \cdot v^2 \quad (4.3)$$

ungefähr einer kinetischen Energie von  $1,4 \cdot 10^{-22}$  J oder  $8,4 \cdot 10^{-4}$  eV. Selbst schwerere Elemente besitzen nur eine mit der Masse linear ansteigende größere kinetische Energie. Daher stellt jedes neutrale Teilchen für jedes elektrisch beschleunigte ein so gut wie ruhendes Target dar und es kommt zu Stößen und Umladungen. Da es bisher keine befriedigende Möglichkeit gibt, die geladenen Teilchen von den ungeladenen nach der Expansion derart zu separieren, dass es dabei nicht zu Stößen kommen kann, ist die Energieverteilung nach wie vor sehr viel schlechter als erhofft.

Um die Energiebreite des Gesamtionenstromes zu messen, ist vor dem ersten

Faraday-Cup ein Gitter angebracht, welches auf eine Gegenspannung gelegt werden kann. Durch eine Messung des Ionenstromes an diesem Faraday-Cup, während die Gegenspannung sukzessiv gesteigert wird, kann die Energiebreite der Ionen ermittelt werden.



**Abbildung 4.5:** Messung der Energieverteilung der produzierten negativen Ionen. Die Ionen wurden auf etwa 2300 eV beschleunigt und mit einer Gegenspannung wieder abgebremst. Zwischen 2260 und 2300 V Gegenspannung beginnt ein recht guter exponentieller Abfall. Nach etwa 60 V halbiert sich der Ionenstrom jeweils. Die Ionen besitzen also eine Energiebreite FWHM von 60 eV oder etwa 2,6 % ihrer kinetischen Energie.

In Abb. 4.5 sind die derart gewonnenen Daten dargestellt. Es wurde am Netzgerät eine Extraktionsspannung von 2300 V eingestellt. In dem weiten Bereich bis etwa 2000 V Gegenspannung ist der Ionenstrom weitestgehend konstant. Die kleineren Abweichungen sind auf Schwankungen der Ionenproduktion durch ein nicht ganz gleichmäßiges Brennverhalten des Plasmas zurückzuführen. Kurz hinter diesem konstanten Bereich fällt der Strom zunächst leicht ab, stabilisiert sich dann aber noch einmal, bevor bei etwa 2260 bis 2300 V Gegenspannung ein exponentieller Abfall einsetzt. Der kleine Rückgang kurz vor dem exponentiellen Abfall könnte nun wieder ein Effekt auf Grund von Plasmaschwankungen sein. Allerdings wurde auch in weiteren Messungen ein entsprechender Rückgang beobachtet. Da die durch Plasma-Instabilitäten verursachten Schwankungen bei jenen Messungen jedoch stärker waren als bei der gezeigten Messung, heißt dies noch nicht, dass es sich nicht trotzdem nur um ein zufälliges Absinken handelt. Wahrscheinlicher ist jedoch, dass während der Beschleunigung ebenfalls negative Ionen erzeugt werden. Je größer jedoch die Geschwindigkeit der Primärionen wird, desto unwahrscheinlicher ist die Produktion von negativen Ionen. Daher können höchstens ganz zu Beginn der Beschleunigungsstrecke negative Ionen erzeugt werden, die also auch fast die gesamte Länge der Beschleunigungsstrecke durchlaufen und also Energien besitzen, die knapp unterhalb der eingestell-



ten Energie liegen. Dies erklärt den beobachteten Effekt. Es wurden jedoch keine Messungen durchgeführt, die diese These stützen könnten.

Interessant wäre es, darüber hinaus zu wissen, ob die Energieverteilung von der Ionensorte abhängig ist. Ein möglicher Aufbau, um dies zu messen, bestünde darin, analog zur vorherigen Messung ein Gitter vor dem zweiten Faraday-Cup zu installieren. Der Versuch, auf diese Art eine ähnliche Messung zu erhalten, scheiterte aber. Durch den sehr feinen Messbereich im  $10^{-11}$  A-Bereich kommt es zu sehr erheblichen Influenzeffekten bei jeder Veränderung der Gitterspannung. Dies und andere Effekte, die größtenteils auf eine Ablenkung der Ionen zurückzuführen sind, machten eine sinnvolle Messung nicht möglich. Es gibt darüber hinaus aber noch eine weitere Methode, die Energiebreite der einzelnen Ionen zu bestimmen:

Die Breite jedes Peaks im  $m/q$ -Spektrum hängt in erster Linie von der Energiebreite  $\Delta E_{kin}$  der entsprechenden Ionen ab. Es muss daher möglich sein, an Hand der Peakbreite auf die Energiebreite zurückzuschließen: Anknüpfend an (3.6) kann man nach  $U$  auflösen:

$$U_{Extr} = \frac{q}{m} \cdot a \cdot U_I^2 \quad (4.4)$$

Aus der Extraktionsspannung ergibt sich die Energie zu:

$$E_{kin} = U_{Extr} \cdot q = \frac{q^2}{m} \cdot a \cdot U_I^2 \quad (4.5)$$

In den Spektren ist, wie bereits in (3.6) erwähnt,  $\frac{a \cdot U_I^2}{U_{Extr,soll}} = a' \cdot U_I^2$  aufgetragen. (4.5) wird dann zu:

$$E_{kin} = \frac{q^2}{m} \cdot U_{Extr,soll} \cdot a' \cdot U_I^2 \quad (4.6)$$

Sowohl  $U_{Extr,soll}$  als auch  $\frac{q}{m}$  sind dabei in jedem Peak konstant. Ermittelt man in einem Spektrum die Breite eines Peaks  $\Delta a' \cdot U_I^2$ , so heißt dies für die Energieunschärfe:

$$\frac{q}{m} \cdot U_{Extr,soll} \cdot \Delta(a' \cdot U_I^2) = \Delta E_{kin,eV} \quad (4.7)$$

Durch Quotientenbildung entfallen die konstanten Terme:

$$\frac{\Delta E_{kin}}{E_{kin,soll}} = \frac{\Delta(a' \cdot U_I^2)}{(a' \cdot U_I^2)_{Peak}} \triangleq \frac{\Delta(m/q)}{(m/q)_{soll}} \quad (4.8)$$

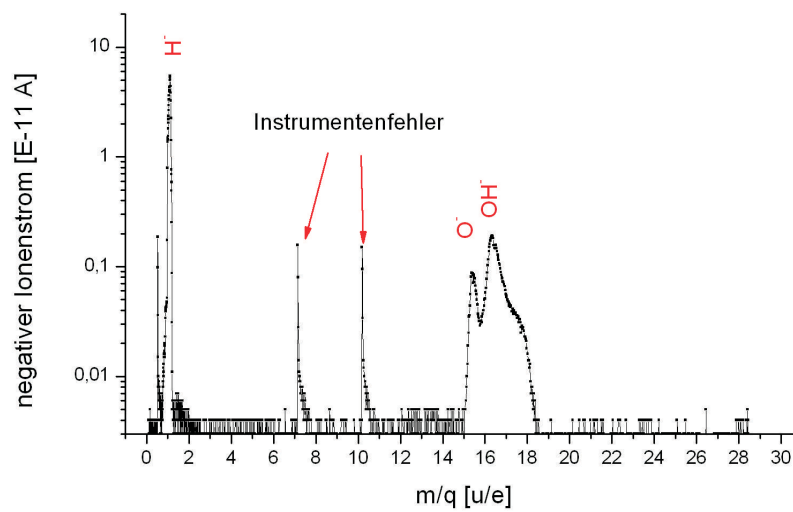
Damit ist es möglich, die Energieunschärfe aus den ermittelten Spektren anzunähern.

Die Ergebnisse werden im Einzelnen in den nächsten Abschnitten bei den aufgenommenen Massenspektren diskutiert. Die Energieunschärfe liegt meist

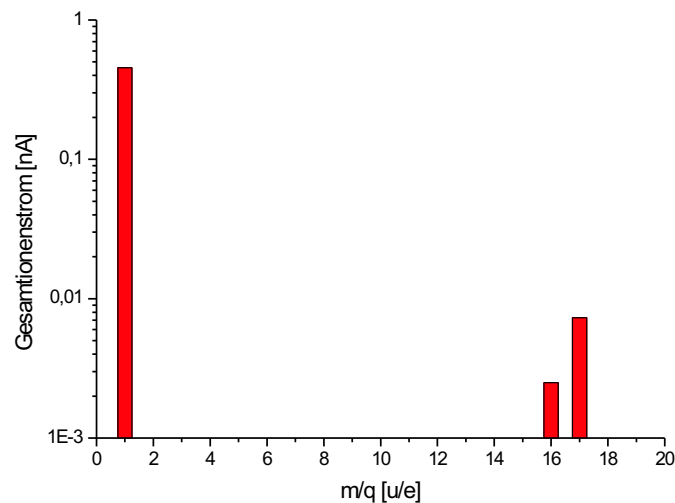
im Bereich um 60 eV, es wurden jedoch auch Messungen durchgeführt, bei denen die Energiebreite nahezu 200 eV betrug.

#### 4.2.2 MSE als $\text{H}^-$ -Quelle

Von besonderer Bedeutung für diese Arbeit war die Produktion von  $\text{H}^-$ -Ionen. Durch die einfache Struktur bietet dieses Ion in Bezug auf Grundlagenforschung mehr Anreiz als die meisten anderen negativen Ionen und überdies auch diverse Anwendungsmöglichkeiten (siehe z.B. [Miyamoto00]).



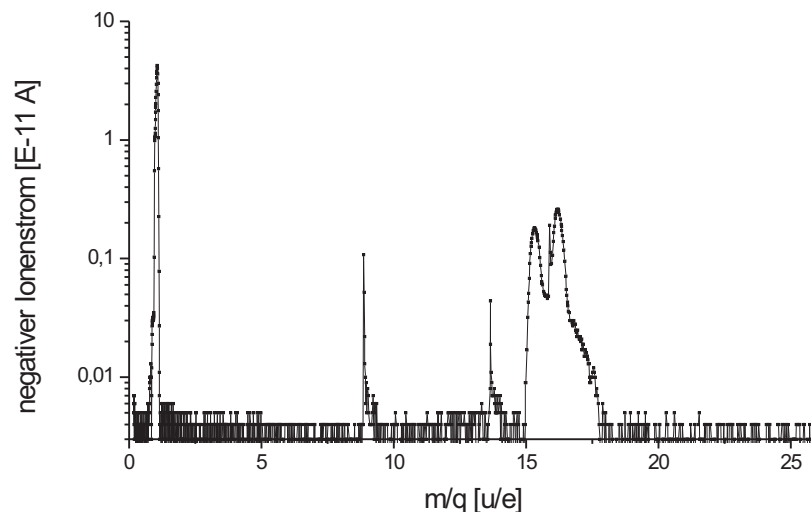
**Abbildung 4.6:** Massenspektrum bei einem Betrieb mit 30 sccm  $\text{H}_2$ . Die Beschleunigungsspannung betrug 1950V. Auf der Y-Achse ist der im Faraday-Cup 2 gemessene Strom dargestellt. Da vor diesem eine Schlitzblende angebracht ist, entspricht der gemessene Strom der Stromdichte integriert über die Fläche des Schlitzes.



**Abbildung 4.7:** Gesamtionenstrom der einzelnen Ionensorten. Ausgangspunkt ist das in Abb. 4.6 dargestellte Spektrum.

Abb. 4.6 zeigt ein Spektrum für den Betrieb mit 30 sccm  $H_2$ . In diesem Fall wurde kein Trägergas verwendet. Der Peak bei  $m/q = 0,5$  sowie die Peaks bei 7 und 10 sind auf die in Kapitel 4.1.1 beschriebenen Funkenüberschläge in der Expansionskammer zurückzuführen. Nach Anhang C lässt sich aus diesem Spektrum eine Darstellung für den Gesamtionenstrom jeder Ionensorte bzw. für jedes  $m/q$  generieren. Dies ist in Abb. 4.7 zu sehen. Es sei dazu bemerkt, dass die Peaks bei  $m/q=16$  und 17 für  $O^-$  und  $OH^-$  bei allen Spektren auftauchen, jedoch um so kleiner werden, je länger die letzte Belüftung oder ein Gaswechsel zurückliegt. Der Ursprung dieser Peaks liegt mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit in Wasserresten in den Gasleitungen.

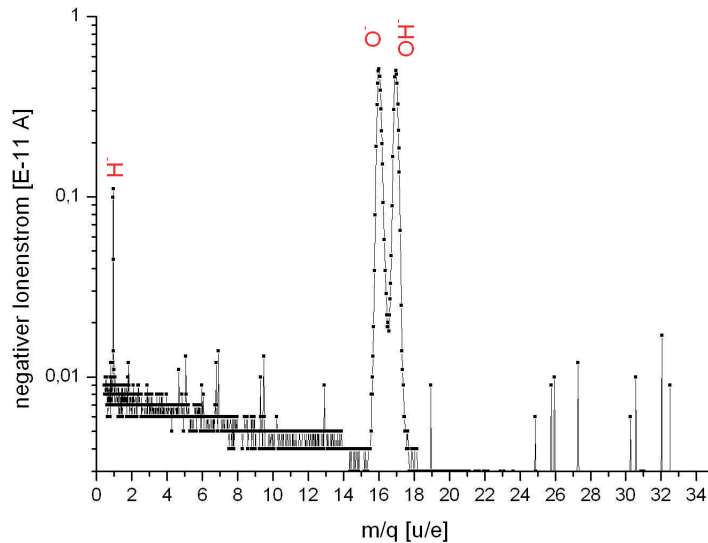
Die Energieunschärfe FWHM der erzeugten  $H^-$  -Ionen lässt sich an Hand der Breite des  $H^-$  -Peaks zu ca. 185 eV bestimmen. Das sind fast 10% der Energie der Ionen.



**Abbildung 4.8:** Massenspektrum bei Betrieb mit 30 sccm  $H_2$  und einer Beimischung von 10 sccm He. Auf der Y-Achse ist der im Faraday-Cup2 gemessene Strom dargestellt.

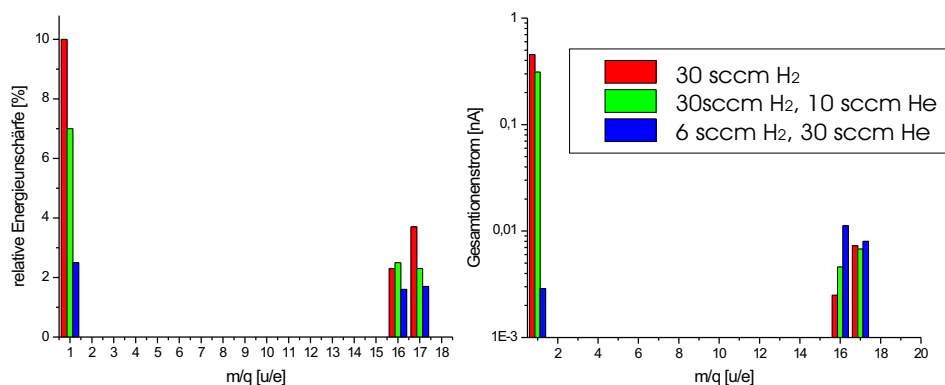
Bei einer weiteren Messung wurde unter gleichen Bedingungen noch 10 sccm Helium beigemischt. Dies hat einen Einfluss sowohl auf die Energieschärfe der erzeugten Ionen als auch auf die Ionenausbeute. Die Messung ist in Abb. 4.8 dargestellt.

Die Amplitude ist bei dieser Messung von etwa 55 pA in der Messung ohne Helium-Beimischung auf 45 pA abgefallen. Die Energieunschärfe ist dahingegen mit etwa 7 % bzw. 134 eV schon erheblich besser. Es ist naheliegend, bei einer weiteren Messung die Heliumrate weiter zu erhöhen. Um eine stabile Entladung gewährleisten zu können, musste allerdings die  $H_2$ -Menge und der Plasmastrom gleichzeitig reduziert werden. In Abb. 4.9 ist eine Messung mit 30 sccm Helium und 6 sccm Wasserstoff gezeigt. Die Energieunschärfe



**Abbildung 4.9:** Betrieb mit 6 sccm  $H_2$  und 30 sccm He als Trägergas. Die Extraktionsspannung betrug 1700 V. Auf der Y-Achse ist die Stromdichte integriert über die Fläche des Eingangsschlitzes des Faraday-Cups aufgetragen.

der  $H^-$ -Ionen beträgt bei dieser Messung lediglich 42 eV FWHM und damit etwa 2,5% der Ionenenergie: Die relative Energieunschärfe für  $O^-$ -Ionen beträgt ca. 1,6% und die der  $OH^-$ -Ionen 1,7%. Die Ionenausbeute für  $H^-$  ist dahingegen stark zurückgegangen. In Abb. 4.10 sind die Gesamtionenströme aller drei Messungen mit Wasserstoff gegenübergestellt: Auf Grund



**Abbildung 4.10:** Links: Entwicklung der Energieunschärfe für verschiedene Mischungsverhältnisse von  $H_2$  und He. Rechts: Gesamtionenstrom je Ionensorte für verschiedene Mischungsverhältnisse von  $H_2$  und He.

des Zusammenhangs zwischen Ionenausbeute und Energieschärfe liegt die Vermutung nahe, dass die Energieschärfe im Wesentlichen von der Stromdichte und der damit zusammenhängenden Divergenz durch Raumladung abhängt. Eine weitere Erklärung für diesen Zusammenhang liefern Überlegungen zur Erzeugung und Beschleunigung des Ionenstrahles: Die Qualität des Strahles hängt grundsätzlich von der Ausbeute der entsprechenden Ionen

und deren Energieschärfe ab. Es ist daher zu überlegen, mit welcher Anordnung und welchen Gasgemischen der beste Kompromiss möglich ist. Für die Energieschärfe sollten die Druckverhältnisse so gewählt werden, dass eine Überschall-Gasexpansion zu Stande kommt. Andererseits folgen aus einer größeren Gasmenge im Jet viele Stöße der beschleunigten Ionen mit dem Restgas. Daher sollte das Resultat am günstigsten sein, wenn ein möglichst großer Anteil des Gases entsprechend der gewünschten Ladung ionisiert ist. Im Falle negativer Ionen stellt dies allerdings ein Problem dar, werden doch weit mehr positive Ionen gebildet als negative. Für einen sehr hohen Ionisationsgrad, also das Verhältnis Ionen zu Restgas, wird auch das Verhältnis positive Ionen zu negativen entsprechend größer werden. Bei hohen Strömen sind also auch viele positive Ionen zu erwarten, die in dem Bereich der Beschleunigung natürlich entgegengesetzt zu den Anionen beschleunigt werden. Daher werden in diesem Fall viele Stöße mit hoher Energie zu Stande kommen, so dass die Energieverteilung entsprechend schlecht wird.

Der beobachtete Effekt, dass die Energieunschärfe von der Masse abhängt, ist ebenfalls recht einfach zu erklären, da ein Stoß eines leichten Teilchens mit einem Gasteilchen eine stärkere Änderung der Geschwindigkeit zur Folge hat als der eines schweren Teilchens. Erwartungsgemäß ist die Energieunschärfe der  $\text{H}^-$ -Ionen am höchsten. Selbstverständlich ist dies nicht das einzige Kriterium für die Energieunschärfe, hängt doch die Energieschärfe auch von der Häufigkeit der Stöße ab. Neben der Anzahl der Ionen ist dafür auch der Stoßquerschnitt der Teilchen wichtig. Daher wird die Energieschärfe nicht zwangsläufig mit steigender Masse besser. Dies fällt insbesondere beim Vergleich zwischen  $\text{O}^-$  und  $\text{OH}^-$  auf.

Der Vergleich der Spektren kann die Vermutung nahe legen, Helium wirke für Wasserstoff als Moderator. Dies fällt vor allem im Hinblick auf die ersten beiden Spektren auf, bei denen jeweils die gleiche Menge Wasserstoff benutzt wurde:

Grundsätzlich gibt es zwei Möglichkeiten für den Rückgang der Stromstärke: Zum einen kann die Bildung von  $\text{H}^-$  gehemmt werden, zum anderen kann aber auch die Rekombination gefördert werden. Zunächst sei die Rekombination betrachtet:

Es ist zunächst offensichtlich, dass bei einer Beimischung von Helium und unveränderter Wasserstoffmenge die Gesamtzahl der Teilchen im Jet zunimmt. Nimmt man nun an, dass, unabhängig davon, ob Helium beigemischt wird oder nicht, die Anzahl  $n_{\text{H}^-}$  der gebildeten Wasserstoffanionen gleich sei, so wird der Quotient  $\frac{n_R}{n_{\text{H}^-}}$  auf jeden Fall größer.  $n_R$  bezeichne dabei alle nicht-

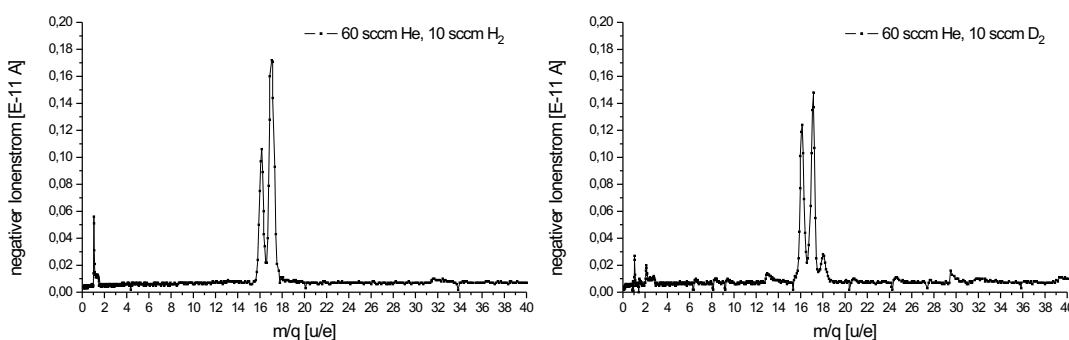
negativen Teilchen. Folglich wird es zu einer erhöhten Stoßwahrscheinlichkeit der  $\text{H}^-$ -Ionen mit anderen Teilchen kommen und die Rekombinationswahrscheinlichkeit entsprechend zunehmen. Schon durch diesen Effekt wäre eine Abnahme des Ionenstroms zu erwarten.

Betrachtet man die Bildung der  $\text{H}^-$ -Ionen, so stellt sich zunächst die Frage, mit welchen der in Kapitel 2.1.6.4 vorgestellten Reaktionen die Wasserstoff-Anionen gebildet werden:

Der Einfang eines Elektrons unter Photonenemission kann auf Grund des sehr kleinen Wirkungsquerschnittes ausgeschlossen werden. Auch die polare Photodissoziation ist sehr unwahrscheinlich, da dazu Photonen einer relativ scharfen Energie von Nöten sind und des Weiteren keine hohe Lichtintensität zu erwarten ist. Auch der Einfang gebundener Elektronen ist nur mit einer geringen Wahrscheinlichkeit zu erwarten, da die Elektronenaffinität von Wasserstoff nur 0,76 eV beträgt und die Ionisationsenergien für alle beteiligten Stoffe recht hoch ist. Es bleiben daher:

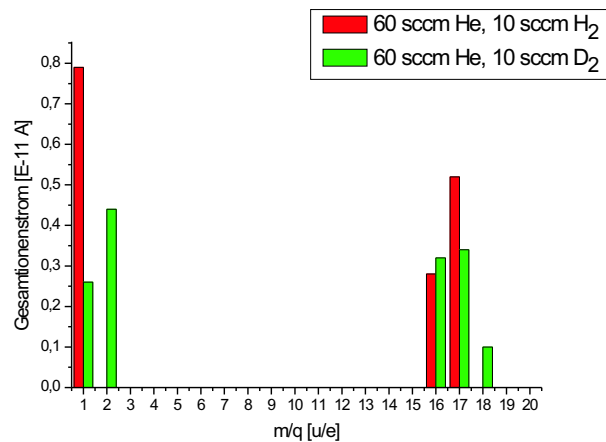
- 1.) Elektroneneinfang in Drei-Körper-Stößen
- 2.) Dissoziative Anlagerung eines Elektrons
- 3.) Polare Dissoziation

Zumindest bei der dissoziativen Anlagerung ist ein starker Isotopeneffekt bekannt (vgl. Abb. 2.10). Um also zu überprüfen, ob dieser Mechanismus bedeutenden Anteil an der Bildung von  $\text{H}^-$  haben kann, besteht die Möglichkeit, ein Vergleichsspektrum von Wasserstoff zu Deuterium heranzuziehen.



**Abbildung 4.11:** Links: Spektrum einer Entladung mit 60 sccm He und 10 sccm  $\text{H}_2$ . Rechts: Spektrum einer Entladung mit 60 sccm He und 10 sccm  $\text{D}_2$ .

In Abb. 4.11 ist das Spektrum einer Entladung mit Wasserstoff dem einer Entladung mit Deuterium gegenübergestellt. Der direkte Vergleich des Gesamtionenstroms in Abb. 4.12 zeigt, dass auch hier ein Isotopeneffekt zu verzeichnen ist. Das legt die Vermutung nahe, dass die Produktion von  $\text{H}^-$ -Ionen zu einem erheblichen Teil auf die dissoziative Anlagerung eines Elektrons an das neutrale  $\text{H}_2$ -Molekül zurückgeht. Eine quantitative Abschätzung, kann



**Abbildung 4.12:** Gesamtionenströme für beide Messungen aus Abb. 4.11. Der Vergleich des Stromes von  $\text{H}^-$ -Ionen in der Wasserstoffentladung zum  $\text{D}^-$ -Strom in der Deuteriumentladung zeigt deutlich einen Isotopeneffekt.

jedoch nicht gemacht werden, da die Elektronenenergie nicht bekannt ist, die Ausprägung des Isotopeneffektes aber von dieser abhängt (vgl. Abb. 2.10). Die Beimischung von Helium hat jedoch auf diesen Bildungsmechanismus keinen direkten Einfluss. Eine Beeinträchtigung könnte lediglich auf eine Änderung der Elektroneneigenschaften zurückzuführen sein, sei es durch eine Verminderung der Elektronendichte oder eine Beeinflussung der Energieverteilung der Elektronen.

Während ein Isotopeneffekt bei Drei-Körper-Stößen nicht auftreten sollte, sind bei der polaren Dissoziation diesbezüglich keine Informationen vorhanden. Somit ist das Auftreten eines Isotopeneffektes noch kein eindeutiger, wenn auch ein starker Hinweis für die Bildung durch dissoziative Anlagerung.

Bei Drei-Körper-Stößen steigt, wie bereits in Kapitel 2.1.6.4 erwähnt, der Wirkungsquerschnitt mit der Anzahl der Freiheitsgrade des dritten Körpers. Nun besitzt Helium, da es als Atom vorliegt, lediglich drei Freiheitsgrade, während  $\text{H}_2$  als diatomares Molekül die Energie zusätzlich sowohl als Rotationsenergie als auch in Form von Schwingungen aufnehmen kann. Je mehr Helium sich in dem Gas befindet, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit werden, dass für einen Drei-Körper-Stoß nur Helium und kein  $\text{H}_2$  als dritter Körper zur Verfügung steht.

Über die polare Dissoziation lässt sich auf Grund zu geringer Informationen keine Aussage über den Anteil an der  $\text{H}^-$ -Produktion treffen.

Zusammenfassend kann ausgesagt werden, dass ein deutlicher Isotopeneffekt zu verzeichnen ist, der auf eine dissoziative Anlagerung von Elektronen als Bildungsmechanismus hinweist. Die Beobachtung, dass eine Beimischung

von Helium die  $\text{H}^-$ -Ausbeute senkt, ist auf eine erhöhte Rekombinationswahrscheinlichkeit zurückzuführen. Sollte ein größerer Anteil der Wasserstoffanionen durch Drei-Körper-Stöße gebildet werden, ist auch hier ein die Reaktion hemmender Einfluss des Heliums zu erwarten.

Quantitativ kann jedoch zu den beteiligten Bildungsprozessen wenig ausgesagt werden, da der Prozess der polaren Dissoziation als mögliche Bildungsart noch offen ist und die Energieverteilung der Elektronen im Plasma zu wenig bekannt ist.

Insgesamt kann man mit der Ausbeute an Wasserstoffanionen durchaus zufrieden sein, wenn man die Abmessungen des Plasmavolumens mit in Betracht zieht. Durch eine bessere Strahlführung und ein optimiertes Linsensystem sollte es jedoch möglich sein, diese Ausbeute noch beträchtlich zu verbessern. Es ist damit erwiesen worden, dass sich der verwendete Aufbau gut zur Erzeugung von  $\text{H}^-$  eignet.

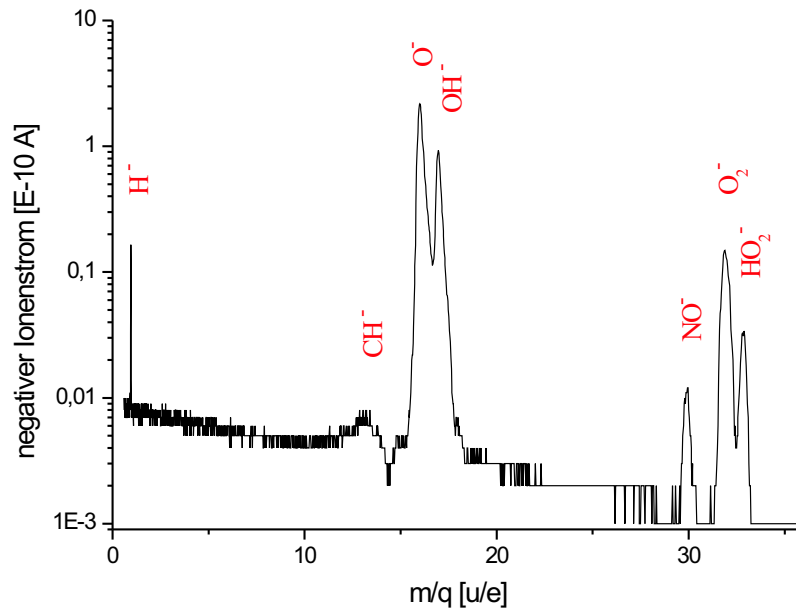
### 4.2.3 Erzeugung molekularer negativer Ionen

Schon bei Messungen mit nur einer Gassorte fallen bestimmte Peaks auf, die auf molekulare Ionen schließen lassen. Der häufigste Fall und zugleich der mit der höchsten Amplitude ist der  $\text{OH}^-$ -Peak. Die Herkunft dieses Peaks ist mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit auf Reste von Wasser in den Leitungen oder im Bereich der MSE-Pore zurückzuführen. So kommt es, dass in jeder Messung sowohl ein  $\text{O}^-$ - als auch ein  $\text{OH}^-$ -Peak zu erkennen sind. Je länger dabei kein Gaswechsel oder eine sonstige Belüftung eines Teiles der Kammer stattfand, desto geringer werden die Konzentrationen dieser Ionen.

Es ist nun interessant herauszufinden, inwiefern es gelingen kann, weitere molekulare negative Ionen zu produzieren. Neben einer Aufspaltung eines größeren Moleküls in kleinere geladene, könnte es bei Gasmischungen auch vorkommen, dass ein Molekül in einem ersten Schritt gebildet wird und in einem zweiten die Anlagerung eines Elektrons stattfindet. Erwartungsgemäß wird dieser Prozess nur mit einer sehr niedrigen Rate stattfinden, da die Zeit innerhalb der Pore sehr kurz ist. Trotzdem sollte auch ein geringer Anteil an molekularen Anionen entstehen. Da nicht alle Moleküle über eine positive Elektronenaffinität verfügen, kommen nur bestimmte Möglichkeiten für die Bildung von negativ geladenen Molekülen vor. Die in der Arbeit relevanten Moleküle sind in Tabelle 2.6 zusammengestellt.

In Abb. 4.13 ist eine Messung mit geringen Mengen von Sauerstoff und Stickstoff dargestellt. Es bestand bei der Wahl von Stickstoff als eines der beiden Gase die Hoffnung, neben negativen Ionen von Stickstoffverbindungen auch





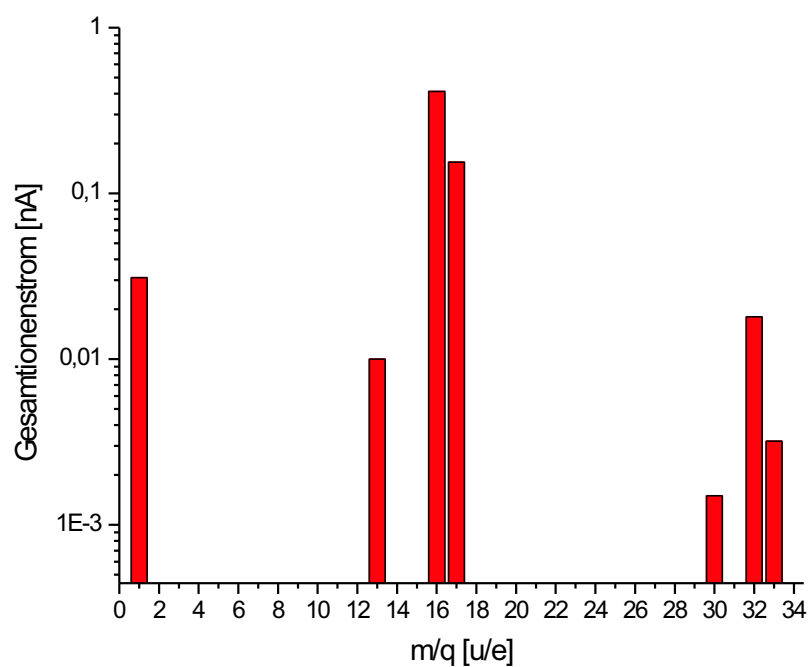
**Abbildung 4.13:** Ionenspektrum für den Betrieb mit 5 sccm  $N_2$  und 3 sccm  $O_2$ .  $U_{extr} = -1,9$  kV.

metastabiles  $N^-$  [Massey76] oder auch  $N_2^-$ -Ionen zu produzieren. Im Spektrum finden sich jedoch keine entsprechenden Peaks.

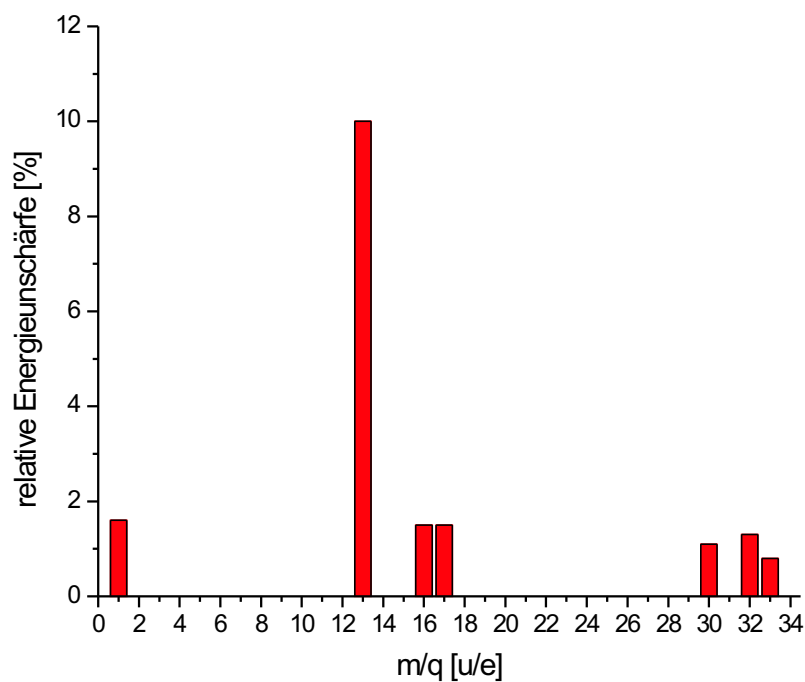
Trotz der niedrigen Gasmengen kommt es zu einer vergleichsweise großen Menge an Ionen. Als einzige messbare Stickstoffverbindung treten  $NO^-$ -Ionen auf. Etwas stärker ausgeprägt sind  $O_2^-$ - und  $HO_2^-$ -Ionen bei den Werten 32 und 33. Die Verteilungen für den Gesamtionenstrom und die Energieunschärfe sind in Abb. 4.14 und Abb. 4.15 zu sehen.

Um  $m/q=13$  findet sich außerdem ein recht breiter Peak im Spektrum. Die Hoffnung, in der Ionenquelle auch  $N^-$  oder  $N_2^-$  erzeugen zu können, hat sich jedoch leider nicht bestätigt. Da das metastabile  $N^-$  eine Lebensdauer von etwa  $10^{-6}$  s besitzt, die Dauer bis die Ionen beim Faraday-Cup ankommen, durch die noch nicht beschleunigte Driftstrecke hinter der Ionenquelle in der Größenordnung von  $10^{-4}$  s liegt, ist dies allerdings auch nicht verwunderlich.

Durch die extremen Bedingungen im Bereich der Entladung können auch stark endotherme Reaktionen, wie dies bei der Bildung des Stickstoffmonoxids der Fall ist, problemlos ablaufen. Durch das Vorhandensein der  $NO^-$ -Ionen ist gezeigt, dass sich die Ionenquelle nicht nur zur Dissoziation bestehender Moleküle sondern auch zur Bildung von Molekülen aus den verwendeten Gasgemischen eignet. Es können daher mit der Ionenquelle Ionen der Ursprungsgase ( $O_2^-$ ), der Dissoziationsprodukte ( $H^-$ ) sowie der gebildeten Moleküle ( $NO^-$ ) erzeugt werden.



**Abbildung 4.14:** Gesamtionenstrom bei 5 sccm N<sub>2</sub>, 3 sccm O<sub>2</sub> und  $U_{extr} = -1,9$  kV.



**Abbildung 4.15:** relative Energieunschärfe bei 5 sccm N<sub>2</sub>, 3 sccm O<sub>2</sub> und  $U_{extr} = -1,9$  kV.

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Quelle für negative Ionen vorgestellt. Grundlage ist eine Mikro-Struktur-Elektrode, kurz MSE genannt. Diese besteht aus zwei Wolfram-Elektroden, die durch eine 100  $\mu\text{m}$  dicke Keramikfolie elektrisch getrennt werden. Eine Pore, die durch alle drei Schichten mit einem Laser gebohrt wird, dient zugleich als Düse für eine Überschall-Gasexpansion und als Volumen, in dem die Entladung brennt. Aus dem sehr geringen Elektrodenabstand resultieren auch bei vergleichsweise niedrigen Spannungen unter 1000 V ausreichend hohe Felder, um eine selbstständige Gasentladung bei Drücken von 0,1 bar bis hin zu mehreren bar zu gewährleisten. Mit Hilfe einer so generierten Entladung lassen sich die Bedingungen für die Bildung zahlreicher negativer Ionen schaffen. So können atomare Anionen wie  $\text{H}^-$  oder  $\text{O}^-$  auf sehr einfache Weise hergestellt werden. Des Weiteren gelingt es, eine Reihe molekularer Ionen zu erzeugen, wie etwa  $\text{CH}^-$ ,  $\text{NO}^-$ ,  $\text{O}_2^-$  und  $\text{O}_2\text{H}^-$ . Da als Grundlage nur elementare Gase benutzt wurden, wird die Bildung von zum Beispiel  $\text{NO}^-$  in der Regel über zwei oder mehr aufeinander folgende Prozesse verlaufen.

Die elektrische Verschaltung der MSE ist derart gepolt, dass positive Ionen in Strahlrichtung beschleunigt werden. Entgegen ersten Vermutungen gelingt es den negativen Ionen, mit Hilfe des Gasflusses gegen das elektrische Feld in den Expansionsbereich zu gelangen. Die Brenneigenschaften des Plasmas sind hierbei erheblich besser als im Fall einer umgekehrten Polung. Dies ist vermutlich vor allem darauf zurückzuführen, dass im ersten Fall nur wenige Elektronen in die Expansionskammer gelangen. Die ebenfalls erzeugten Kationen [Schößler02] sorgen weiterhin für eine Verminderung der negativen

Raumladung. Die Divergenz der Anionen wird daher bedeutend geringer, was vor allem vor Erreichen der Beschleunigungsstrecke von Bedeutung ist.

Insgesamt besticht der Aufbau vor allem durch seine Kompaktheit. Die eigentliche Ionenquelle besteht aus einem  $150\text{ }\mu\text{m}$  dicken Plättchen mit  $2,4\text{ cm} \times 2,4\text{ cm}$  Außenmaß und einem Entladungsvolumen von  $10^{-3}\text{ mm}^3$ . Benutzt man statt einer magnetischen Massenseparation ein Quadrupol-Spektrometer, sollte es möglich sein nach ca. 1 m Strahllänge einen fokussierten Ionenstrahl beliebiger in der Quelle erzeugbaren Ionen bereitstellen zu können.

Da in den aufgenommenen Spektren zum einen durch die Breite der Peaks Informationen über die Energieunschärfe enthalten sind und zum anderen das Integral unter den Peaks verknüpft ist mit dem Gesamtstrom der Ionen, liegt es nahe, diese Eigenschaften auszunutzen. Es konnten Verfahren entwickelt werden, die aus den Massenspektren näherungsweise sowohl die Energiebreite der Ionen als auch den Gesamtionenstrom ermitteln.

Mit Hilfe dieser Näherung konnte ein  $\text{H}^-$ -Strom im nA-Bereich verzeichnet werden. Auch für  $\text{O}^-$  und  $\text{OH}^-$  liegt die Stromstärke in dieser Größenordnung. Die Ströme für alle anderen beobachteten molekularen Ionen liegen dagegen im Bereich bis etwa 10 pA.

Die durch oben beschriebene Methode ermittelte Energiebreite ergibt sich bei niedrigen Ionenströmen zu etwa 3 % der Gesamtenergie bei ca. 2 kV Beschleunigungsspannung. Die geringe Masse des Wasserstoffs führt leider zu einer größeren Geschwindigkeitsänderung bei Stößen, so dass bei großen  $\text{H}^-$ -Strömen eine Energiebreite von 10 % für Wasserstoff-Anionen zu verzeichnen ist, was bei einer Beschleunigung von 2 kV immerhin 200 eV ausmacht. Bei niedrigeren  $\text{H}^-$ -Strömen wird allerdings auch die Energieschärfe zunehmend besser. Insgesamt ist die Energiebreite jedoch schlechter als erhofft. Dies ist auf zahlreiche Stöße mit neutralen Gasteilchen sowie mit positiven Ionen vor allem im Bereich der Beschleunigung zurückzuführen. Der durch die Überschall-Expansion auftretende Kühleffekt wird so wieder zunichte gemacht. Es ist daher eine der zukünftigen Aufgaben, entweder eine andere Form der Kühlung zu entwickeln bzw. zur Anwendung zu bringen oder aber dafür zu sorgen, dass nach der Expansion nicht mehr so zahlreiche Stöße stattfinden können. Dies könnte beispielsweise durch einen sehr hohen Ionisationsgrad realisiert werden. Allerdings ist diese Methode eher für die Erzeugung positiver Ionen geeignet, da in der Entladung aller Wahrscheinlichkeit nach mehr Kationen als Anionen erzeugt werden.

Als weiteres Problem besteht nach wie vor die stark begrenzte Haltbarkeit der MSE. Zwar konnte durch Verwendung von Keramik als Isolator- und Wolfram

als Elektrodenmaterial die Haltbarkeit erheblich verbessert werden, die Lebensdauer ist mit ca. 10 Stunden jedoch immer noch recht kurz. Dies ist vor allem auf die sehr dünne Elektrodenschicht zurückzuführen. Es ist daher ein Hauptanliegen, ein technisches Verfahren zu finden, mit dem die Elektroden beträchtlich verstärkt werden können. Sollte dies mit Wolfram als Elektrodenmaterial nicht möglich sein, gelingt dies vielleicht bei anderen Materialien, die eine ähnlich gute Sputterrate aufweisen, sich aber dafür leichter verarbeiten lassen. In Bezug auf die Sputtereigenschaften würden sich neben Wolfram auch Molybdän oder Tantal als Elektrodenmaterial eignen.

Der Extremfall einer massiven Elektrode anstelle einer auf Keramik aufgetragenen Schicht ist eine weitere Option. Vor allem, falls sich die Keramik auch bei sehr viel längerem Betrieb mit hohem Strom noch als robust genug erweist und keine massiven Alterungserscheinungen auftreten, könnte diese Methode eine viel versprechende Variante darstellen.

Ein wichtiges Vorhaben in Bezug auf zukünftige Experimente ist die Verbesserung der Strahloptik. Zunächst soll dazu der Aufbau für höhere Beschleunigungsspannungen ausgelegt werden. Die einfachste Möglichkeit, dies zu erreichen, besteht darin, die Gehäuseerde des Power-Supplies zum Betrieb des Plasmas auf das Potential der Beschleunigungsspannung zu legen. Es könnten dann die 10 kV Maximalspannung des für die Beschleunigung genutzten Netzteils voll ausgenutzt werden. Bei solch hohen Spannungen ist allerdings zu erwarten, dass die Anzahl der Funkenüberschläge zwischen Ionenquelle und der Expansionskammer stark zunimmt. Um dies zu unterbinden, kann zum einen das Vakuum beträchtlich verbessert werden, zum anderen besteht die Möglichkeit, die gesamte Expansionskammer auf das Potential der Beschleunigungsspannung zu legen.

Des Weiteren ist neben einem ausgereifteren Linsensystem eine Umplatzierung des Steerers geplant. Dieser soll sich in kurzem Abstand vor dem Fokuspunkt des Magneten bzw. vor dem ersten Faraday-Cup befinden. Es ist dann möglich, einen nicht auf der idealen Achse befindlichen Ionenstrahl zu zentrieren und so mit dem Eintrittsfokus des Magneten in Deckung zu bringen. Um den Ionenstrahl ausrichten zu können, sind des Weiteren Systeme zur Messung des Strahlprofils geplant. Ein solches System könnte je nach Energie der Ionen aus einem Leuchtschirm bestehen. Ist die Energie der Ionen allerdings nicht ausreichend, kann entweder über einen Elektronenvervielfacher eine zum Nachweis ausreichende Ladungsmenge erzeugt werden, oder es muss auf elektrischem Wege das Strahlprofil analysiert werden. Eine Anordnung zur Profilanalyse könnte beispielsweise ein *beam scanner* sein, wie er in ([Stiebing04]) beschrieben wird. Bei diesem System rotiert eine speziell

designte zylinderförmige Blende um einen Faraday-Cup, so dass sich eine trapezförmige Blendenöffnung am Faraday-Cup vorbeibewegt. Aus den so aufgenommenen zeitabhängigen Strömen kann ein Ortsprofil des Strahls erstellt werden.

In dieser Arbeit wurden Drücke bis etwa 0,5 bar benutzt, es besteht jedoch kein grundlegendes Hindernis den Druck bis zu einigen bar zu erhöhen. Die hier vorgestellte Ionenquelle ist in der Lage, sowohl negative als auch positive Ionen in einem Prozess zu produzieren und beide Ionensorten gleichzeitig zu emittieren. Eine Separation findet erst unter Einfluss eines elektrischen Feldes statt. Mit den diskutierten Änderungen und Weiterentwicklungen sollte die Leistungsfähigkeit der Ionenquelle beträchtlich gesteigert werden können, so dass sie im Weiteren für diverse Messungen als Werkzeug zur Verfügung gestellt werden kann.

# A. Einheiten und physikalische Konstanten

## A.1 Umrechnung von Einheiten

Im Rahmen dieser Arbeit wurden überwiegend SI-Einheiten verwendet. Lediglich bei Drücken wurde im Fließtext die ältere Einheit *bar* verwendet. In übernommenen Abbildungen findet sich des Weiteren auch die Einheit Torr für den Druck. Für die Umrechnung in die SI-Einheit Pa gilt:

$$1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$$

$$1 \text{ Torr} = \frac{101325}{760} \text{ Pa}$$

Es gilt weiter:

$$1 \text{ Pa} = 1 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} = 1 \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}$$

In vielen Formeln wird als Einheit für die Energie das Elektronvolt [eV] benutzt. Die Beziehung zur Energieeinheit Joule [J] ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$1 \text{ eV} = e \cdot \text{J/C} = (1,60217653 \pm 14) \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad ,$$

wobei  $e$  die Elementarladung darstellt.

Für Massen von Ionen wurde die atomare Masseneinheit  $u$  benutzt, die als ein Zwölftel der Masse des Kohlenstoffs definiert ist:

$$1 \text{ u} = \frac{1}{12} \cdot m(^{12}\text{C}) = (1,66053886 \pm 28) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

## A.2 Physikalische Konstanten

Elementarladung	$e$	$(1,60217653 \pm 14) \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Vakuumlichtgeschwindigkeit	$c$	$2,99792458 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
Elektrische Feldkonstante	$\epsilon_0$	$(8,854187817 \pm 0) \cdot 10^{-12} \frac{\text{A} \cdot \text{s}}{\text{V} \cdot \text{m}}$
Magnetische Feldkonstante	$\mu_0$	$4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{A}^2}$
Plancksches Wirkungsquantum	$h$	$(6,6260693 \pm 11) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$(1,05457168 \pm 18) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
Avogadro-Konstante	$N_A$	$(6,0221415 \pm 10) \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$
Universelle Gaskonstante	$R$	$(8,314472 \pm 15) \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$
Boltzmann-Konstante	$k_B$	$(1,3806505 \pm 24) \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$
Atomare Masseneinheit	$u = \frac{1}{12} \cdot m(^{12}_6\text{C})$	$(1,66053886 \pm 28) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Ruhemasse des Elektrons	$m_e$	$(9,1093826 \pm 16) \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

Abbildung A.1: Verwendete Konstanten nach [NIST].



# B. Sputtering Yield

## B.1 Darstellung der empirischen Formel

Die empirische Formel von Yamamura et al. (aus [Matsunami84] entnommen) für den Sputtering Yield lautet:

$$Y(E) = 0,42 \cdot \frac{\alpha \cdot Q \cdot K \cdot s_n(\epsilon)}{U_s \cdot [1 + 0,35 \cdot U_s \cdot s_e(\epsilon)]} \cdot \left[ 1 - \sqrt{\frac{E_{th}}{E}} \right]^{2,8} \quad (\text{B.1})$$

$Q$  und  $U_s$  sind dabei spezifische Größen des Targetmaterials. Für die in der Arbeit wichtigen Materialien sind diese in Abb. B.1 zusammengestellt.

Element	Z	M	Sublimations- energie $U_s$	Q
Cu	29	63,546	3,49	1,3
Mo	42	95,94	6,82	0,84
Ta	73	180,95	8,1	0,78
W	74	183,84	8,9	1,1

**Abbildung B.1:** Aufgeführt sind die Materialkonstanten einiger Elemente die zur Berechnung der Sputterraten notwendig sind. M ist die atomare Masse in u, Z die Ordnungszahl des Elementes

Die restlichen Größen aus (B.1) finden sich in den nachfolgenden Gleichungen. Die mit dem Index 1 versehenen Größen bezeichnen das Projektil, diejenigen mit Index 2 das Target.

$$\alpha(M_2/M_1) = 0,08 + 0,164 \cdot \left( \frac{M_2}{M_1} \right)^{0,4} + 0,0145 \cdot \left( \frac{M_2}{M_1} \right)^{1,29} \quad (\text{B.2})$$

$$K = 8,478 \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \cdot \frac{M_1}{M_1 + M_2} \quad (\text{B.3})$$

$$s_n(\epsilon) = \frac{3,441 \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot \ln(\epsilon + 2,718)}{1 + 6,355 \cdot \sqrt{\epsilon} + \epsilon \cdot (-1,708 + 6,882 \cdot \sqrt{\epsilon})} \quad , \quad (\text{B.4})$$

wobei  $\epsilon$  durch

$$\epsilon = \frac{0,03255}{Z_1 \cdot Z_2 \cdot \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \cdot \frac{M_2}{M_1 + M_2} \cdot E[\text{eV}] \quad (\text{B.5})$$

gegeben ist.

$$s_e = \sqrt{\epsilon} \cdot 0,079 \cdot \frac{(M_1 + M_2)^{3/2}}{M_1^{3/2} \cdot M_2^{1/2}} \cdot \frac{Z_1^{2/3} \cdot Z_2^{1/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4}} \quad (\text{B.6})$$

$$E_{th} = U_s \cdot (1,9 + 3,8 \cdot \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{-1} + 0,134 \cdot \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{1,24}) \quad (\text{B.7})$$

## C. Gesamtionenstrom je Ionensorte

Bei der Aufnahme der Massenspektren wird der am zweiten Faraday-Cup auftreffende Ionenstrom als Funktion einer zum Magnetfeld proportionalen Steuerspannung gemessen. Zur Berechnung des zugehörigen  $m/q$ -Wertes wird diese Steuerspannung quadriert und mit einem Korrekturfaktor multipliziert. Vor dem Faraday-Cup befindet sich eine etwa 2 mm breite Schlitzblende. Tatsächlich wird also je Messpunkt die Ionenmenge gemessen, welche durch den Schlitz in den Faraday-Cup gelangt. Es handelt sich also um einen integralen Wert. Die mittlere Stromdichte jedes Messpunktes ergibt sich durch Division des gemessenen Stromes durch die Fläche des Schlitzes.

$$\hat{j} = \frac{I_{mess}}{A_{Schlitz}} = \frac{I_{mess}}{L \cdot d} \quad (C.1)$$

Um den Gesamtstrom zu erhalten, ist es notwendig, die Stromdichte über die Fläche zu integrieren.

$$I_{ges} = \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \hat{j} \, dx dy \quad (C.2)$$

Geht man davon aus, dass die Ausdehnung des Strahles in  $y$ -Richtung geringer ist als die Länge des Schlitzes und zum anderen die Ionen-Verteilung in  $y$ -Richtung konstant ist, lässt sich schreiben:

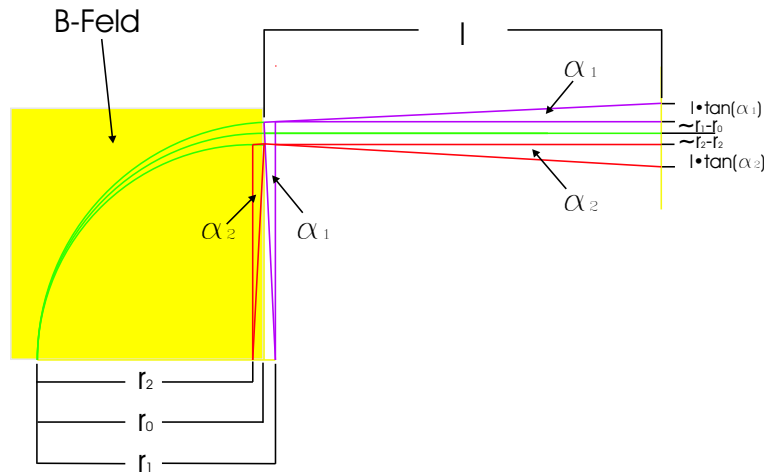
$$I_{ges} = \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \hat{j} \, dx dy = L \cdot \int_{x_1}^{x_2} \hat{j} \, dx = L \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{I_{mess}}{L \cdot d} \, dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{I_{mess}}{d} \, dx \quad (C.3)$$

Das Problem besteht also im Folgenden darin, die gesuchte Ortsinformation der Ionenverteilung in die bekannten Informationen über die Steuerspan-

nung für das Magnetfeld zu übersetzen: Die Steuerspannung ist proportional zum Magnetfeld. Bei gegebener Teilchenenergie und Ionensorte ist mit dem Magnetfeld der Radius der Kreisbahn gegeben, die die Ionen in dem homogenen Magnetfeld beschreiben. Durch Umformung von (3.5) ergibt sich:

$$r = \frac{\sqrt{2 \cdot \frac{m}{q} \cdot U_{Extr}}}{B} = \frac{\beta \cdot \sqrt{U_{Extr}}}{U_{Steuer}}, \quad (C.4)$$

wobei in  $\beta$  sämtliche Konstanten eingerechnet wurden. Von diesen Radien hängt nun ab, in welchem Winkel die Ionen den Magnet verlassen. Bei einem Radius von 200 mm verlassen sie den Magneten genau unter  $90^\circ$  bezüglich ihrer vorherigen Flugbahn, bzw  $0^\circ$  bezüglich der neuen Strahlachse. Abb. C.1 soll die Zusammenhänge verdeutlichen:



**Abbildung C.1:** Verschiedene Trajektorien in Abhängigkeit vom Krümmungsradius innerhalb des Magneten.

Die Abweichung von der Idealtrajektorie, bei der der Krümmungsradius 200 mm beträgt, ergibt sich zum einen aus dem Öffnungswinkel und dem durch den unterschiedlichen Radius bedingten abweichenden Anfangsort. Zweiterer ergibt sich einfach aus der Differenz des Radius zu dem Idealradius von 200 mm. Der Öffnungswinkel ergibt sich zu:

$$\sin(\alpha_i) = \frac{r_0 - r_i}{r_i} \quad (C.5)$$

Für kleine  $\alpha$  ist  $\sin(\alpha) \approx \tan(\alpha)$  und damit ergibt sich die gesamte x-Abweichung auf Grund des Öffnungswinkels und der Abweichung des Anfangsortes im Abstand  $l$  zu:

$$x = (r_0 - r_i) + l \cdot \frac{r_0 - r_i}{r_i} \quad (C.6)$$

Zunächst soll mit Hilfe dieser Berechnungen abgeschätzt werden, welchem Intervall der Steuerspannung die Breite des Schlitzes entspricht. Es sei daher davon ausgegangen, dass sich die Mitte des Schlitzes auf der Idealachse befindet. Die halbe Breite entspricht also sowohl der links- als auch der rechtsseitigen Abweichung.

$$d = (r_0 - r_2) + l \cdot \frac{r_0 - r_2}{r_2} - ((r_0 - r_1) + l \cdot \frac{r_0 - r_1}{r_1}) \quad (\text{C.7})$$

Unter Benutzung von (C.4) ergibt sich:

$$d = \beta \cdot \sqrt{U_{Extr}} \cdot \left( \frac{U_{Steuer,2} - U_{Steuer,1}}{U_{Steuer,2} \cdot U_{Steuer,1}} \right) + l \cdot \frac{U_{Steuer,2} - U_{Steuer,1}}{U_{Steuer,0}} \quad (\text{C.8})$$

Im ersten Term ist die Differenz der Radien enthalten, die eine parallele Verschiebung von der Strahlachse durch die unterschiedlichen Radien hervorrufen. Der zweite Term gibt die winkelabhängige Verbreiterung des Strahles an. Setzt man in (C.7) die Breite des Schlitzes mit 2 mm ein, so ergibt sich, dass die Verbreiterung durch den Öffnungswinkel etwa  $\frac{2}{3}$  dieser Breite ausmachen.

Als eine Näherung zur Berechnung des Gesamtionenstromes je Ionensorte soll daher nur der winkelabhängige Teil betrachtet werden: Wie beschrieben vereinfacht, lässt sich (C.6) formulieren als:

$$x = l \cdot \frac{r_0 - r}{r} = l \cdot \frac{U - U_0}{U_0} \quad (\text{C.9})$$

Bildet man die Ableitung  $\frac{dx}{dU}$ , kann man in (C.3) substituieren:

$$\frac{dx}{dU} = \frac{l}{U_0} \quad (\text{C.10})$$

$$I_{Gesamt} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{I_{mess}}{d} dx = \int_{U_1}^{U_2} \frac{I_{mess}}{d} \cdot \frac{l}{U_0} dU \quad , \quad (\text{C.11})$$

$U_i$  gibt dabei die Steuerspannung für den Magneten an. Diese Größe ist in den Spektren direkt ablesbar.



# Literatur

- [Behringer01] K. Behringer, *Spektroskopische Diagnostik von Nichtgleichgewichtsplasmen*, Vorlesungsskript, Universität Augsburg, (2001)
- [Berkowitz69] J. Berkowitz, W. A. Chupka, T. A. Walter, *Photoionisation of HCN: The Electron Affinity and Heat of Formation of CN*, J. of Chem. Phys. **50**, p. 1497, (1969)
- [Demtröder96] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3*, Springer-Verlag, Berlin, (1996)
- [Engel83] A. v. Engel, *Electric Plasmas: their nature and uses*, Taylor and Francis Ltd, London and New York, (1983)
- [Vogel97] H. Vogel, *Gerthsen Physik*, Springer Verlag, Berlin, 19. Auflage, (1997)
- [Hohn02] O. Hohn, *Hochdruckmikroentladungen mit hohem Gasfluss - Eine Quelle zur Erzeugung von Ionen und spinpolarisierten metastabilen Atomen*, Dissertation, J.W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.
- [Holleman95] A. F. Holleman, E. Wiberg, *Lehrbuch der Anorganischen Chemie*, Walter de Gruyter, Berlin, 101. Auflage, (1995)
- [Hopkins86] M. B. Hopkins, W. G. Graham, *Langmuir probe technique for plasma parameter measurement in a medium density discharge*, Rev. Sci. Instrum. **52**, p. 2210, (1986)
- [Jahnke02] T. Jahnke, *Entwicklung und Aufbau eines Gastargets aus metastabilem, spinpolarisiertem He\**, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, (2002)
- [Jelitto85] R. J. Jelitto, *Theoretische Physik 3: Elektrodynamik*, Aula-Verlag, Wiesbaden, (1985)
- [Massey76] H. Massey, *Negative Ions*, Third Edition, Cambridge University Press, London (1976)
- [Matsunami84] N. Matsunami et al., *Energy Dependence of the ion-induced Sputtering Yields of Monoatomic Solids*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **31**, p. 1, (1984)

- [Miyamoto00] Naoki Miyamoto, Yukio Fujiwara, Kenji Miyamoto, and Yoshikazu Okumura, *Steady state operation of an ampere-class hydrogen negative ion source*, Rev. Sci. Instrum. **71**, p. 738, (2000)
- [NIST] National Institut of Standards and Technology, United States of America, <http://www.nist.gov/>
- [Penache02] M. C. Penache, *Study of High-Pressure Glow Discharges Generated by Micro-Structured Electrode (MSE) Arrays*, Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, (2002)
- [Piel99] A. Piel, *Einführung in die Plasmaphysik*, Vorlesungsscript, Institut für Experimentalphysik, Christian-Albrechts-Universität Kiel, (1999)
- [Rapp65] D. Rapp, T. E. Sharp, D. D. Briglia, *Large Isotope Effect in the Formation of  $H^-$  or  $D^-$  by Electron Impact on  $H_2$ , HD, and  $D_2$* , Phys. Rev. Let. **14**, No. 14, p. 533, (1965)
- [RandSmith90] L. K. Randeniya, M. A. Smith, *A study of molecular supersonic flow using the generalized Boltzmann equation*, Journal of Chemical Physics **93**, p. 661-673, (1990)
- [Reiter01] D.Reiter, *Einführung in die Plasmaphysik*, Vorlesungsscript, Institut für Laser- und Plasmaphysik, Heinrich Heine-Universität Düsseldorf, (2001)
- [Runkel98] S. Runkel, *Entwicklung und Aufbau eines Elektronenstrahl- Extraktions-systems für die Frankfurter EZR-Ionenquelle*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe- Universität Frankfurt, (1998)
- [Rost97] J. M. Rost, T. Pattard, *Analytical parametrization for the shape of atomic ionization cross section*, Phys. Rev. A **55**, p. 5, (1997)
- [Scoles88] G. Scoles, *Atomic and Molecular Beam Methods, Volume 1*, Oxford University Press, Oxford, (1988).
- [Schöbller02] S. Schöbller, *Ionenerzeugung mit Hochdruck-Mikroentladungen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, (2002)
- [Schrader02] C. Schrader, *Nicht-thermische Plasmen als Sterilisationstechnik für Oberflächen*, Diplomarbeit, Institut für Physikalische und Theoretische Chemie, Technische Universität Carolo-Wilhelmina, Braunschweig, (2002)
- [Schulz58] G. J. Schulz, *Formation of  $H^-$  Ions by Electron Impact on  $H_2$* , Phys. Rev. **113**, No. 3, p. 816, (1958)
- [Sharp71] T. E. Sharp, *Potential-Energy Curves for molecular Hydrogen and its Ions*, Atomic Data **2**, p. 119, (1971)



- [Stiebing04] K. E. Stiebing et.al., *A profile-/emittance monitor at the Frankfurt 14 GHz ECRIS*, Rev. of Sci. Instr., **75**, p. 1508, (2004)
- [ToenWink77] J. Peter Toennies, Klaus Winkelmann, *Theoretical studies of highly expanded free jets: Influence of quantum effects and a realistic intermolecular potential*, J. Chem. Phys. **66**, No. 9, p. 3965, (1977)
- [Wolf95] B. Wolf, *Ion Sources*, CRC Press, New York, (1995)
- [Zohm01] H. Zohm, *Plasmaphysik*, Vorlesungsscript, Ludwig-Maximilians-Universität München, (2001)
- [Zrost02] K. Zrost, *Entwicklung und Aufbau einer Quelle für langsame und kalte Atom- und Molekülstrahlen*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, (2002)
- [HypPhys] , <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/chemical/eleaff.html>
- [SI60] Système International d'Unités, existiert seit 1960. Siehe z.B. im Internet unter [http://www.bipm.fr/enus/3\\_SI/si.html](http://www.bipm.fr/enus/3_SI/si.html) .



# Danksagung

So, die Arbeit geschafft, die Nerven liegen blank und mein Allgemeinzustand hat sich inzwischen so weit kritischen Werten angenähert, dass ich sogar von Mikrostruktur-Plasmen träume. Aber es ist ein sehr gutes Gefühl, die Arbeit schon einmal geschafft zu haben, und so komme ich jetzt zu allen, die mich auf dem Weg hierher unterstützt und weitergebracht haben.

Mein allererster Dank gilt Gott. Ich glaube, das spricht für sich und bedarf keiner weiteren Erklärung.

Um nun nicht im Weiteren nicht wahllos vorzugehen und dann am Schluss vielleicht die Hälfte zu vergessen, seien nun zuerst die Menschen genannt, die mich auf meinem physikalischen Werdegang begleitet haben. Mein herzlicher Dank gilt:

- Horst Schmidt-Böcking, der mir wie ein stetiger Quell aller möglichen und unmöglichen Ideen erscheint. Seine gelebte Begeisterung für Physik ist einfach zu ansteckend, um nicht automatisch von ihm inspiriert zu werden.
- Reinhard Dörner, der mir bei offenen Fragen immer zur Seite stand und mir des Öfteren klar gemacht hat, dass ich mehr aus meinen Daten raus-holen kann, als ich zunächst vermutete.
- Sven Schößler, der als mein Betreuer wohl am meisten unter meiner Un-organisiertheit zu leiden hatte. Danke für die Hilfe beim Experiment, bei den Auswertungen, beim Herstellen elektronischer Bauteile, wie etwa des Differenzverstärkers und natürlich bei den immer wieder auftreten-den Problemen rund um den PC.
- Lutz Foucar, der mir beim Erlernen von LabVIEW und bei PC-Problemen helfend zur Seite stand.

- Till Jahnke, der mich, als ich in die Gruppe kam, betreut hat und letztlich zumindest eine "Teilschuld" daran hat, dass ich in der Plasmajetgruppe gelandet bin.
- Christine Wimmer, die immer wieder für die teilweise bitter notwendige Ablenkung gesorgt hat.
- Mathias Smolarski für seine Hilfe bei mathematischen Problemen.
- Lothar Schmidt für seine ausführlichen Erklärungen bei allen möglichen Fragen.
- den restlichen Gruppenmitgliedern. Ich glaube ich habe keinen ausgelassen, wenn es darum ging, sich das ein oder andere erklären zu lassen. Aber auch die Möglichkeit, einfach mal ein wenig zu schwätzen und nicht ständig das Gefühl zu haben, sich doch nur über Physik unterhalten zu können, verdient auf jeden Fall eine Erwähnung, schließlich sorgt vor allem dieser ungezwungene Umgang miteinander für ein unglaublich positives Arbeitsklima.
- stellvertretend für die Werkstatt Herrn Düring für die zahlreichen Arbeiten, die für mich angefertigt werden mussten.
- Herrn Schneider und der Beschleunigermannschaft für die Hilfsbereitschaft bei sämtlichen Wünschen und Nöten bei allem, was mit Abluft, Kühlwasser, Strahlrohren, oder sonstigen Gerätschaften zu tun hatte.
- der Verwaltung und besonders Herrn Eschenbrenner, für die unkomplizierte Hilfe und Unterstützung, bei allem, was mit Bürokratie zu tun hat.
- der Elektronik, für die Unterstützung bei elektrischen Angelegenheiten.
- aus der Gruppe von Prof. Dr. J. Jacoby Marcus Iberler, dem ich es zu verdanken habe, dass ich mir das optische Spektrometer ausleihen konnte.
- meinen Kommilitonen der ersten Stunde, Katja Poppenhäger, Sascha Schwabe und Robert Wipf, um die wichtigsten in alphabetischer Reihenfolge zu nennen.

Damit wären meine wichtigsten physikalischen Wegbegleiter aufgeführt. Was bleibt sind nun die Menschen, denen ich privat zu danken habe. Natürlich gibt es dabei Schnittmengen, da mir natürlich auch einige Physiker zu guten Freunden geworden sind, die mich nicht nur in wissenschaftlicher Hinsicht,

sondern auch persönlich geprägt haben. Um diese Liste nicht zu sehr in die Länge zu ziehen, seien diese aber nicht nochmals explizit erwähnt. Ich danke:

- meinen Eltern und meinem Bruder, die mich in vielerlei Hinsicht getragen und bestärkt haben. Danke für alles das, was als selbstverständlich bezeichnet wird, es aber nicht ist. Danke für die finanzielle Unterstützung, danke für den Halt, den ihr mir gegeben habt, und die Liebe.
- allen meinen Freunden, die dafür gesorgt haben, dass ich nicht nur Physik im Kopf habe, sondern das Leben von den verschiedensten Seiten genieße. Danke für all die schönen Stunden, Gespräche, Sessions und sonstigen gemeinsamen Unternehmungen. Der Mensch lebt schließlich nicht für die Arbeit allein...
- der evangelischen Kirchengemeinde Anspach, die immer ein Ruhepol in meinem Leben war und ist. Sie hat mich in der Entwicklung meiner Persönlichkeit stark geprägt (nicht nur in religiöser Hinsicht) und trägt daher erheblichen Anteil an allem, was ich bin oder erreicht habe.
- Herrn Stein für die Rechtschreibkorrektur meiner Arbeit.
- Erich Lenk, der mir in meiner Jugendzeit ein stetiger Ansprechpartner war.

Schließlich möchte ich noch von ganzem Herzen meiner Freundin Kristina danken. Ich danke dir für deine Liebe, deine Unterstützung und die Kraft, die du mir gibst. Ich liebe dich!